ACTA

ELECTRONICA

Volume 5

1961





VOLUME **5** NUMÉRO **1**

REVUE ÉDITÉE PAR LES LABORATOIRES D'ELECTRONIQUE ET DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Photomultiplicateurs à réponse rapide

(leur conception, leurs domaines d'applications)

ACTA ELECTRONICA
REVUE TRIMESTRIELLE
DIRECTEUR - GÉRANT : P. MARCHET
RÉDACTRICE EN CHEF : Mlle A. LE BOULC'H
SECRÉTAIRE DE RÉDACTION : Mlle Y. PISSON
RÉDACTION - ADMINISTRATION
23, RUE DU RETRAIT, PARIS-XXe-MÉN. 80-45
C.C.P. PARIS 7677-49 - R.C. SEINE 57 B 12.133
ABONNEMENT : 4 NUMÉROS — 20 NF.

Dans ce numéro :

G. PIETRI
LES PHOTOMULTIPLICATEURS, INSTRUMENTS DE PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE. PROBLÈMES RENCONTRÉS DANS LEUR CONCEPTION, LEUR RÉALISATION ET LEUR MISE EN ŒUVRE. 7

M. BARBIER
CONCEPTION D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR A RÉPONSE RAPIDE. 31

E. MORILLEAU
PRODUCTION INDUSTRIELLE DES PHOTOMULTIPLICATEURS (TECHNOLOGIE ET MESURES DE CONTROLE). 39

C. CERNIGOI, I. GABRIELLI et G. IERNETTI
QUELQUES CONSIDÉRATIONS SUR LES PERFORMANCES DE PHOTOMULTIPLICATEURS A RÉPONSE RAPIDE. 53

P. RAIMBAULT
MESURE DES FLUCTUATIONS D'AMPLITUDE D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR A RÉPONSE RAPIDE. 61

M. BANNER
CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE. 73

R. MEUNIER et J.-P. STROOT
MESURES DE VITESSES DES PARTICULES AUPRÈS DU SYNCHROTRON A PROTONS DU C.E.R.N. 89

Lydie KOCH
NOUVEAU COMPTEUR A SCINTILLATION A TRÈS FAIBLE TEMPS DE RÉSOLUTION. 103

G.-A. GIGER
LES SCINTILLATEURS SOLIDES. QUELQUES ASPECTS DES PRINCIPES, DES RECHERCHES ET DES RÉALISATIONS. 111

Abstracts. 131

Zusammenfassungen. 132

Les photomultiplicateurs, instruments de physique expérimentale

Problèmes rencontrés dans leur conception, leur réalisation et leur mise en œuvre

G. Pietri

LABORATOIRES D'ÉLECTRONIQUE
ET DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Sommaire

Une des applications des photomultiplicateurs est de déterminer, avec précision, l'instant auquel un phénomène lumineux se manifeste. Aussi, l'auteur envisage-t-il comment se présente la question et quelle solution peut être adoptée. Il expose brièvement le principe du photomultiplicateur, ce qui le conduit à étudier quels problèmes pose la réalisation de ces tubes et quelles sont les limitations apportées à leur emploi. Il présente ensuite les éléments structuraux constitutifs d'un photomultiplicateur type (optique d'entrée et multiplicateur), et montre quelles conditions ils doivent remplir pour tirer le meilleur parti de l'information reçue. Dans cette analyse, on tient compte à la fois du point de vue de l'utilisateur et de celui du constructeur. La dernière partie de l'article évoque les tendances de l'évolution des photomultiplicateurs. L'annexe donne le calcul de la réponse de l'optique d'entrée d'un photomultiplicateur fonctionnant en régime d'impulsions.



1. Introduction

Les divers exposés présentés dans ce fascicule ont un point commun : l'utilisation de photomultiplicateurs pour déterminer, avec précision l'instant auquel un phénomène lumineux se manifeste.
Nous avons pensé qu'avant d'aborder ces études détaillées, le lecteur trouverait quelque intérêt à un inventaire, même succint, des propriétés que l'on demande à ce type de détecteurs, complété par une revue rapide des problèmes posés par leur conception et leur mise en œuvre.

2. Généralités

Comment se pose le problème

La localisation de l'émission lumineuse dans le temps, que nous évoquions plus haut, n'est, après tout, que l'un des aspects de l'expérimentation que le photomultiplicateur doit permettre.

Pour expliquer l'utilisation des photomultiplicateurs en physique expérimentale d'une façon aussi générale que possible, on peut présenter le problème comme suit :

Le fait physique dont on veut prendre connaissance est une émission d'énergie sous forme lumineuse qui évolue selon une certaine loi du temps.

Les détecteurs photosensibles habituels pourront nous renseigner sur la forme de la source lumineuse, la composition spectrale de son rayonnement, l'énergie recueillie dans un angle solide spécifié, la polarisation éventuelle du rayonnement et diverses autres caractéristiques, mais seulement en valeurs moyennes, intégrées sur une durée minimum correspondant à leur temps propre de mise en œuvre.
Comme ces détecteurs reposent soit sur l'effet photochimique (émulsion photographique), soit sur la conversion thermique (bolomètres et thermocouples), ils ne permettent pas de suivre les phénomènes à variation rapide auxquels s'intéresse la physique contemporaine.

Principe de la solution

La conversion, par *photoémission*, d'un flux de photons en un flux d'électrons émis dans le vide ([1]) présente, par contre, deux caractères fondamentaux qui lui confèrent un avantage incomparable :

— elle est instantanée, autrement dit sans inertie aucune ;

— elle est linéaire.

Cette double assertion n'est, bien entendu, fondée que dans un certain domaine de validité. Cette limitation est un caractère inéluctable, commun aux diverses lois physiques. Nous verrons explicitement apparaître, dans la suite de l'exposé, les limites concernant la durée et les niveaux.
Un troisième aspect avantageux de la transformation du phénomène lumineux en signal électrique réside dans la grande maniabilité d'une information mise sous forme électrique, plus aisée à amplifier, véhiculer, observer, stocker, transformer, interpréter, etc. Considéré sous cet angle, le convertisseur photoélectrique possède des avantages communs à tous les convertisseurs qui, dans les multiples domaines de la physique, ont pour rôle de transcrire une grandeur donnée en un signal électrique proportionnel : capteurs de pression, de vibrations, de vitesses, de températures, de pH, etc.

Conditions pratiques d'emploi et limitations qui en résultent

Partant donc d'une émission d'énergie lumineuse qui se produit selon une certaine loi du temps, qu'il importe à l'expérimentateur de connaître, le phénomène de photoémission y fait correspondre, *instantanément* et *linéairement*, une émission d'électrons qui reproduit cette même loi du temps. L'expérimentateur ne peut tirer directement de ce flux d'électrons l'information qu'il contient ; il doit le transformer tout d'abord en un signal électrique, c'est-à-dire une différence de potentiel aux bornes

([1]) *On dit aussi effet photoélectrique extérieur par opposition à la photoconduction ou effet photoélectrique intérieur.*

d'une charge dans un circuit extérieur au convertisseur photoélectrique.
On voit, à ce stade, s'introduire le problème du couplage entre le générateur photoélectrique et le circuit dans lequel il débite et se préciser les exigences relatives au niveau de signal requis.
Pour ne pas altérer la loi selon laquelle le signal électrique évolue au cours du temps, la charge doit être apériodique, c'est-à-dire constituée par une résistance pure. Mais les bornes de sortie du générateur ne peuvent être séparées, d'une manière absolue, de leur environnement matériel. Il en résulte, en parallèle sur cette charge utile, une charge parasite capacitive. De la valeur minimum au-dessous de laquelle il est pratiquement impossible de réduire ce parasite et des régimes transitoires les plus brefs que l'on exige de reproduire avec fidélité, découle la valeur la plus élevée que l'on puisse admettre pour la résistance de charge dans le cas d'une expérience déterminée. Dans l'état présent, elle se situe entre 200 et 50 Ω avec une tendance continue à glisser vers la plus faible de ces valeurs au fil des années. Ces chiffres correspondent à une constante de temps de la charge anodique comprise entre 10^{-10} et 10^{-9} s. Les valeurs retenues sont de plus, en général, celles des impédances caractéristiques des câbles coaxiaux normalisés. De la sorte, le signal prélevé à la sortie du phototube, sur les lieux de l'expérience, peut, par les voies les plus sûres (c'est-à-dire les plus linéaires et avec un affaiblissement minimum) être transporté jusqu'aux appareils d'interprétation, par nécessité souvent très éloignés.

Nous avons précisé la valeur de la charge, voyons à présent quelle doit être celle du niveau du signal. La détermination en est immédiate à partir des considérations suivantes :

— pour attaquer les instruments d'exploitation (discriminateurs, échelles de comptage ou simplement oscilloscopes), il faut au moins quelques volts et, si possible, dix fois plus ;
— pour ne pas altérer la réponse en fonction du temps, il faut exclure, si faire se peut, tout amplificateur à lampes.

Il en résulte que l'on demandera au récepteur photoélectrique de convertir linéairement les flux lumineux jusqu'à des niveaux de courant instantané d'une fraction d'ampère au moins, de plusieurs ampères si possible.

Principe du photomultiplicateur

L'efficacité médiocre avec laquelle les meilleures couches photoélectriques transforment les photons en électrons, ainsi que le niveau toujours faible du flux lumineux dont on dispose, s'opposent à ce que des intensités de cet ordre puissent être attendues, à la sortie de la photocathode.
Il faut que le récepteur photoélectrique comporte un amplificateur incorporé qui relève les courants photoélectriques initiaux jusqu'aux niveaux précédemment déterminés. Le gain en courant ainsi requis dépend du genre d'application envisagé, car le flux lumineux, tout en restant faible, peut néanmoins varier de plusieurs décades ; de même, la constante de temps la plus courte à respecter et, par conséquent, la résistance de charge peuvent également varier dans de larges proportions. Disons, pour fixer les ordres de grandeur, que le gain désirable couvre un intervalle qui s'étend actuellement, de quelques dizaines de mille à quelques centaines de millions. L'instrument de physique expérimentale dont nous venons d'évoquer les propriétés générales existe effectivement depuis un quart de siècle environ sous le nom de *photomultiplicateur*. Il associe, à une cathode photoémissive, un organe dont la fonction est de multiplier le flux électronique émis par cette dernière : le multiplicateur proprement dit.

Son fonctionnement est basé sur l'émission secondaire d'électrons par les solides sous l'effet d'un bombardement électronique primaire. Sous certaines conditions, assez larges, ce phénomène physique :

— conserve la proportionnalité entre courant primaire et secondaire ;
— est dépourvu d'inertie, c'est-à-dire instantané, au moins à l'échelle des temps les plus courts que nous ayons à considérer jusqu'ici.

Ces propriétés sont les mêmes que celles déjà rencontrées à propos de la conversion des photons en électrons. De l'heureuse conjonction de ces deux phénomènes de base, aux propriétés identiques, résulte bien que le photomultiplicateur dans son ensemble se présente idéalement comme l'organe capable de transformer un flux lumineux en courant électrique sans altération des amplitudes ni de la loi de variation en fonction du temps.

Problèmes que posent la réalisation et l'emploi des photomultiplicateurs

Le problème ayant été ainsi défini et les principes retenus pour y satisfaire présentés, la deuxième et la troisième partie de cet exposé passeront en revue :

— les diverses causes qui font qu'en pratique, linéarité d'amplitude et réponse uniforme en fréquence ne sont satisfaites que dans certaines limites ;
— les moyens dont le constructeur de photomultiplicateurs dispose pour tenter de reculer ces limites ;
— la manière dont il est souhaitable que l'utilisateur mette en œuvre ce genre d'instrument pour en tirer le meilleur parti. Pour que le photomultiplicateur, maillon d'une chaîne le long de laquelle se propage l'information, introduise le moins possible de distorsion dans cette transmission, il faut que celui qui a la charge de mettre au point un tube de ce type soit aussi bien informé que possible des problèmes que l'utilisateur désire résoudre ; mais il est tout aussi important que ce dernier soit également très bien averti des conditions physiques de fonctionnement de l'appareil qu'il a entre les mains.

Limitations théoriques et technologiques

Au nombre des causes qui restreignent les possibilités d'emploi des photomultiplicateurs nous citerons :

— la nature statistique de l'émission électronique, qu'il s'agisse de la photoémission ou de l'émission secondaire ;
— l'émission spontanée d'électrons parasites, c'est-à-dire non provoquée par le signal lumineux ;
— les effets de *transit*, en désignant sous ce vocable le temps mis par un électron pour se rendre d'une électrode à la suivante ;
— les effets de charge d'espace.

A ces phénomènes majeurs et inéluctables, qui relèvent de lois assez bien connues pour se prêter jusqu'à un certain point à un traitement quantitatif, s'en superposent d'autres plus difficiles à saisir, à estimer et à éliminer :

— phénomènes physicochimiques superficiels et propres aux couches minces ;
— charges sur les isolants ;
— ionisations ou excitations d'états métastables dans le gaz résiduel ou dans la couche cathodique ;
— effets de bord des électrodes ;
— imperfections dans le projet, dans sa réalisation, dans les matériaux utilisés, etc.

Plutôt que de reprendre ces divers points un à un et d'en montrer l'influence sur les paramètres d'ensemble caractéristiques d'un photomultiplicateur, il nous paraît préférable de présenter, dans un ordre logique, les éléments structuraux constitutifs d'un photomultiplicateur type, d'exposer à chaque étape les problèmes rencontrés et de discuter les solutions retenues ou envisagées.

3. Constitution générale d'un photomultiplicateur

Les photomultiplicateurs 56 AVP et 58 AVP, qui ne diffèrent que par le diamètre utile de la photocathode — respectivement de 42 à 110 mm — nous offriront une base concrète pour cette analyse. La *figure* 1 montre une section longitudinale de ces tubes.
Ils sont tous deux du type à photocathode en bout. Celle-ci est semi-transparente et déposée sur la face interne d'une fenêtre optiquement polie. Vient ensuite une optique électronique, à une ou deux électrodes intermédiaires de focalisation, destinées à former de l'ensemble de la photocathode un *cross over* [2] situé, avec autant de précision qu'il est possible, sur la première dynode.

Cette dernière doit satisfaire à des exigences difficilement conciliables :

— collecter efficacement les faisceaux électroniques émis de tout point de la cathode ;
— assumer la transition entre une région où le champ électrostatique présente une symétrie de révolution et une autre où il présente une symétrie cylindrique.

La zone de transition qui débute avec D_1 [3] est l'une des plus critiques du projet de tout photomultiplicateur et se caractérise en général par la présence de deux ou trois dynodes de profil dis-

[2] *Selon la terminologie anglo-américaine, on désigne par ce terme le point de concours des rayons principaux issus d'une cathode.*

[3] *Il est d'usage de désigner les dynodes successives par la lettre D affectée d'un indice représentant le rang. Ainsi, D_1 est la première dynode du multiplicateur.*

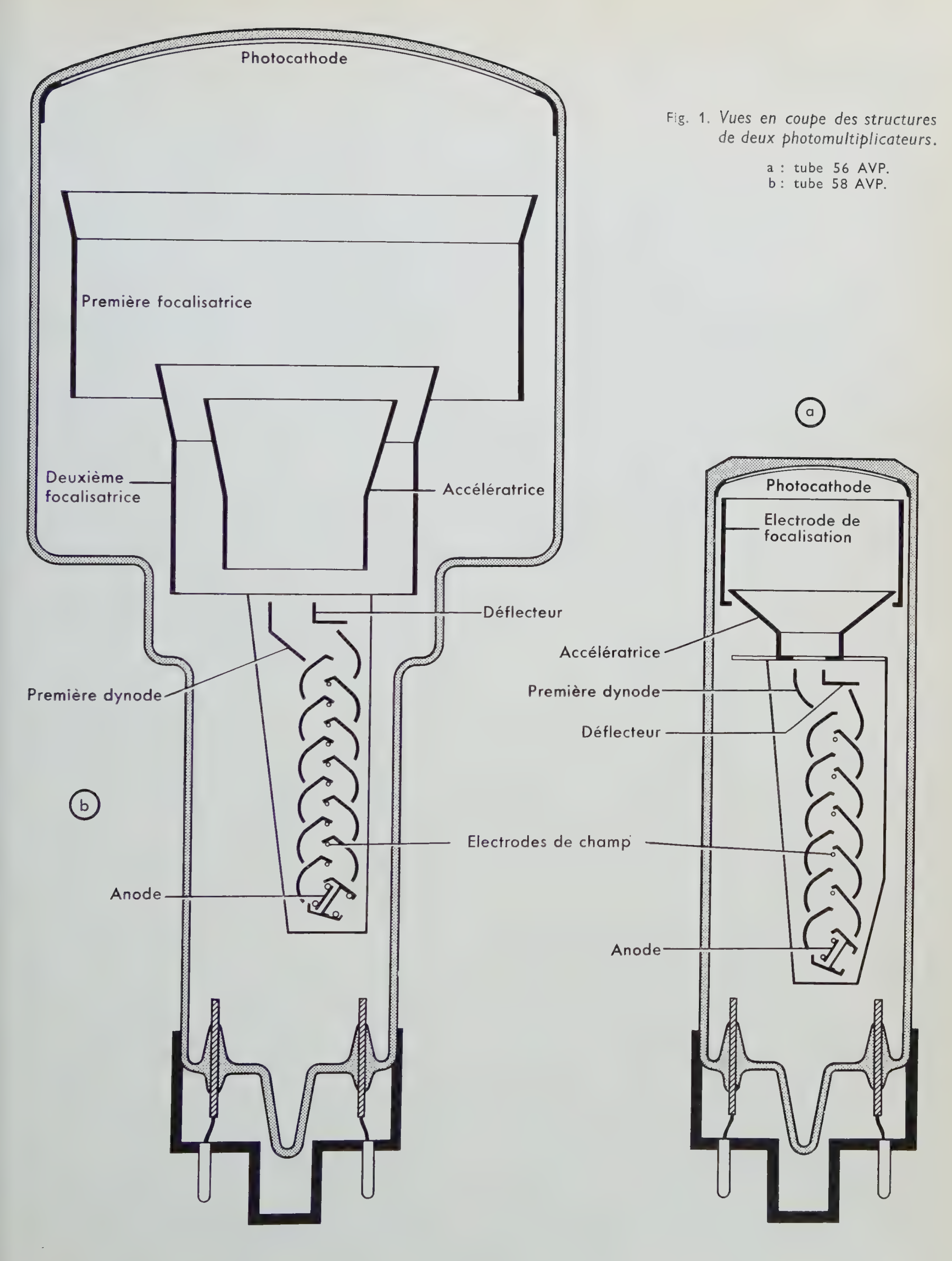


Fig. 1. *Vues en coupe des structures de deux photomultiplicateurs.*

a : tube 56 AVP.
b : tube 58 AVP.

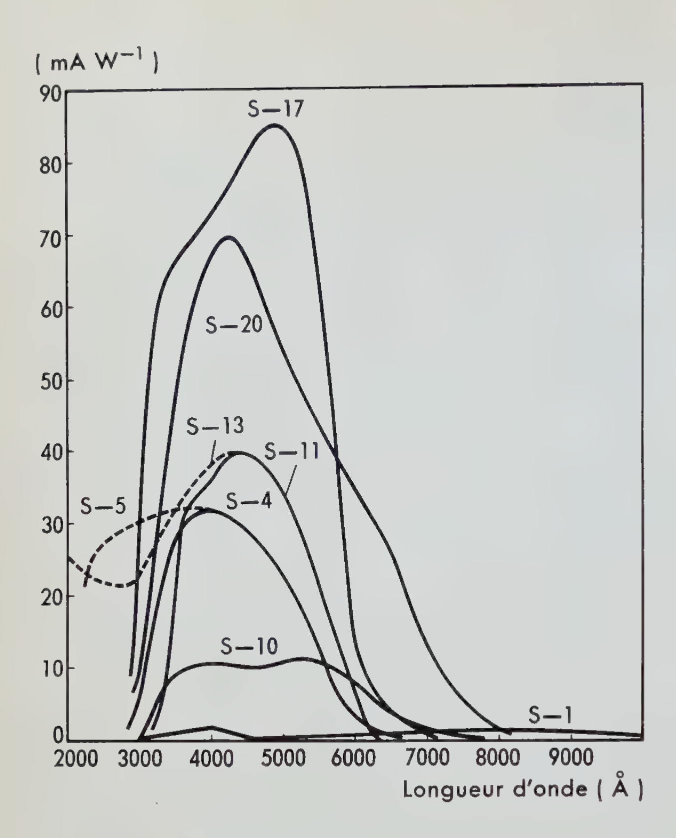


Fig. 2. *Réponse spectrale énergétique des photocathodes les plus courantes.*

tinct de celui qui sera ensuite retenu pour la portion itérative du multiplicateur. Ces premières dynodes, de géométrie particulière, ont pour rôle, outre la multiplication pure et simple, d'*adapter* le faisceau électronique incident, formé entre photocathode et première dynode, à l'incidence moyenne et à l'ouverture angulaire requises par la structure itérative.

A son autre extrémité, le multiplicateur s'achève sur une électrode collectrice ou anode, qui est destinée à recueillir le flux d'électrons issus du dernier étage de multiplication.

L'ensemble que nous venons de décrire succinctement est enfermé dans une enveloppe étanche, à l'intérieur de laquelle on s'efforce de créer et de maintenir un vide aussi poussé que possible. Ce dernier point est une condition de bon fonctionnement tant des couches photoémissives que des couches à émission secondaire et surtout une condition de stabilité de leurs propriétés.

Nous allons revenir plus en détail sur ces divers éléments et les problèmes particuliers qu'il soulèvent.

Tableau I

Caractéristiques des principales couches photoémissives utilisées dans les photomultiplicateurs

Type de cathode	*Constituants de la couche*	λ_1 Å	λ_2 Å	η_M *rendement quantique*	S_B µA·lm⁻¹	S_M mA·W⁻¹
S-1	Ag-O-Cs	8 000	11 500		20	1,2
S-4	Sb-Cs	4 000	6 500	10 %	35	32
S-5	Sb Cs sur quartz	3 400	6 500	10 %	35	32
S-10	Bi-AgO-Cs	5 400	7 900		30	11
S-11	Sb-CsO	4 400	6 500	13 %	50	40
S-13	Sb-CsO sur quartz	4 400	6 500	13 %	50	40
S-17	Sb-Cs sur aluminium	4 900	7 000	30 %	125	85
S-20	Sb-Na-K-Cs	4 200	8 100	20 %	170	70

λ_1 : longueur d'onde pour le maximum de sensibilité (S_M) de la couche ;
λ_2 : longueur d'onde en un point pour lequel la sensibilité tombe à 1/100 de sa valeur maximum ;
S_B : sensibilité de la couche en lumière blanche;
S_M : maximum de sensibilité.

L'optique d'entrée

L'optique d'entrée est définie comme étant la partie qui s'étend de la photocathode à la première dynode, celle qui *introduit* dans l'amplificateur qu'est le multiplicateur, le signal électrique en lequel la photocathode a converti l'information lumineuse. Cette fonction explique son appellation.

Dans un photomultiplicateur, comme dans tout système, c'est dès l'entrée qu'il importe de tirer le meilleur parti de l'information.

Toute dégradation par mauvais rendement ou introduction de bruit sera incompensable par la suite, de quelque gain qu'on dispose.

C'est pourquoi on exige de la cathode un rendement de conversion aussi élevé que possible. Pour une application photométrique, cette conversion s'exprimera traditionnellement en ampères par lumen (d'une lumière blanche de composition spécifiée) ou en ampères par watt pour diverses radiations monochromatiques. Pour la détection des quantités de lumière très faibles que l'on rencontre couramment en physique nucléaire expérimentale, on l'exprimera sous forme d'un rendement quantique : nombre d'électrons émis pour 100 photons incidents de fréquence spécifiée.

La *figure* 2 montre quelques caractéristiques spectrales typiques des couches les plus couramment utilisées ou les plus intéressantes. Le *tableau* I reprend ces données. On voit qu'un rendement

quantique de 20 % représente, à l'heure actuelle, un maximum, favorablement situé il est vrai, dans le domaine de radiations des scintillateurs rapides.
Des photoélectrons ainsi créés, il faut tirer le meilleur parti possible, c'est-à-dire ne pas en perdre. Cette exigence se traduit ainsi : " Il est souhaitable que l'efficacité de collection de l'optique d'entrée atteigne 100 % ".
C'est, ainsi présenté, un problème d'optique électronique des plus classiques que l'on aurait à résoudre si on pouvait librement disposer de la géométrie des électrodes. Tel n'est pas le cas. La position imposée à la cathode, le désir de lui donner l'aire la plus étendue possible, la nécessité de loger à son voisinage les évaporateurs destinés à la sensibiliser sont autant de conditions restrictives qu'il faut s'efforcer de rendre compatibles avec l'efficacité de collection.
Un autre aspect de la difficulté apparaît dans la nécessité de conjuguer la surface totale de la cathode avec une zone limitée de la première dynode, afin que les électrons secondaires qui seront créés puissent à leur tour être utilisés avec une efficacité aussi voisine que possible de l'unité. A titre d'exemple, dans le cas du 58 AVP, le rapport de la surface utile de la cathode à celle de D_1 excède 100.

Un point également important est de limiter au minimum le nombre des électrodes auxiliaires de focalisation. Leur présence est toujours une source de difficultés pour l'utilisateur, surtout si le tube est utilisé avec l'anode à la masse. En effet, pour tirer de leur existence tout l'avantage attendu, leur potentiel doit être ajusté, dans chaque cas, à l'optimum de la caractéristique prépondérante dans l'expérience envisagée. Or, placer un potentiomètre sur une électrode qui se trouve entre 2 et 3 kV vis-à-vis de la masse et rechercher son réglage optimum est une servitude que l'on peut tenir pour acceptable ; devoir le faire sur deux électrodes, ou plus encore, semble par contre intolérable. La meilleure optique, pour l'utilisateur, c'est évidemment celle qui, assurant simultanément l'optimum de toutes les caractéristiques du tube, pourrait, de plus, être livrée préréglée et, à titre de cas particulier, celle qui ne comporterait pas d'électrodes de réglage.
On sait que cette dernière solution fut longtemps en faveur ; la focalisation des trajectoires entre cathode et première dynode était assurée, tant bien que mal, par la seule présence de ces deux électrodes, sans autre auxiliaire. Depuis ces dernières années, au contraire, la tendance générale est de recourir à des optiques à une ou deux électrodes intermédiaires, seule façon d'obtenir le degré de précision exigé tant pour la focalisation dans l'espace (laquelle commande l'efficacité de collection comme nous venons de l'exposer) que pour ce que nous appellerons, par analogie, la *focalisation dans le temps* ou recherche de l'*isochronisme*. Le 56 AVP fait usage, pour cela, d'une électrode intermédiaire de focalisation tandis que, dans le 58 AVP, nous avons dû en introduire deux [1, 2]. Mais, pour le motif de simplicité d'emploi évoqué plus haut, le tube est conçu pour ne conserver que le potentiel de la première de ces électrodes comme paramètre de réglage, tandis que le potentiel de la seconde peut être choisi a priori identique à celui d'une certaine dynode voisine de l'extrémité du multiplicateur, par conséquent à très haute tension vis-à-vis de la photocathode. Enfin, l'optique de ces deux tubes a pour caractère commun d'utiliser une cathode courbe sur sa face interne, ce qui facilite les focalisations dans l'espace et dans le temps.

Les différences entre temps de transit.

Dans l'observation des phénomènes lumineux à évolution très rapide, comme dans la détermination rigoureuse des instants auxquels de tels phénomènes se manifestent, on voit apparaître, avec les P.M. les plus modernes, une sévère limitation de la précision des mesures. Cette limite, qui se situe dans le domaine de la nanoseconde [4], provient des différences entre les temps mis par les électrons, selon les conditions initiales de leur mouvement, pour se rendre d'une électrode à la suivante. La manière dont ces *temps de vol* dépendent de la vitesse initiale d'éjection des photoélectrons en module et direction d'une part, des conditions électriques auxquelles ils sont soumis d'autre part, a été à diverses reprises exposée [3, 4] [5]. Nous nous limiterons donc ici à présenter une rapide analyse qualitative de la façon dont les fluctuations du temps de trajet affectent la fidélité avec laquelle le photomultiplicateur renseigne sur ce qu'on lui demande d'observer, nous réservant de présenter, en annexe, un traitement quantitatif de l'un des aspects du problème.

1) Plaçons-nous d'abord dans le cas où le flux lumineux à observer excite simultanément toute la surface de la cathode et y provoque une émission électronique uniformément répartie. Une stricte égalité de tous les trajets électroniques aurait pour conséquence l'arrivée sur D_1 d'un flux d'électrons se développant selon une loi du temps identique à celle du signal lumineux. Le photomultiplicateur serait un traducteur fidèle, quelle que soit la *raideur* des fronts présents dans le signal. Le défaut d'isochronisme, par contre, a pour conséquence un *brouillage*

---

(4) La *nanoseconde (ns) vaut* 10^{-9} *s et se note aussi* $m\mu s$ *(millimicroseconde).*

(5) *Voir aussi l'article de* M. Barbier : *Conception d'un photomultiplicateur rapide, Acta Electronica, vol.* 5, *n*° 1, *janvier* 1960, *pp.* 31-38.

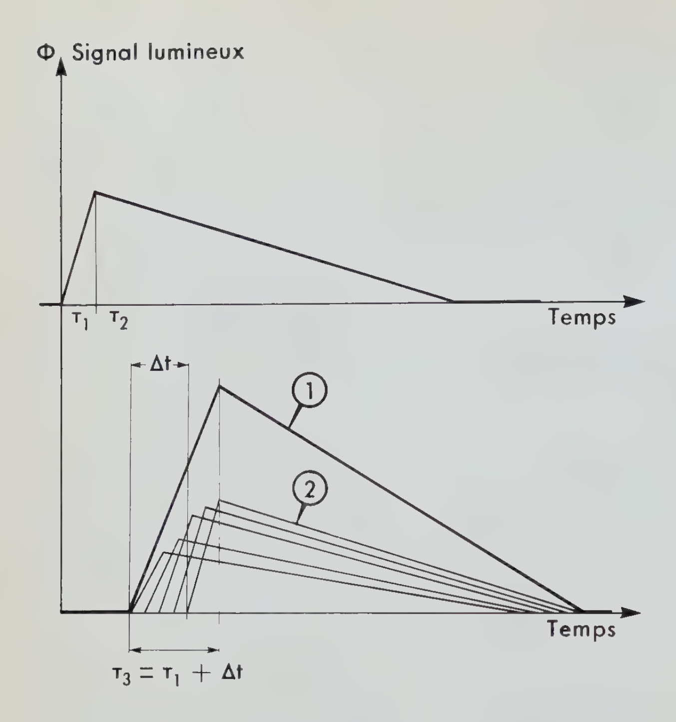


Fig. 3. *Schéma de la formation du courant de signal par sommation de réponses élémentaires, décalées dans le temps par les différences de temps de transit entre les contributions des diverses zones de la cathode.*

En haut : Signal lumineux.
(τ_1 : temps de montée, τ_2 temps de descente).

En bas :
1 : Réponse globale,
2 : Réponses élémentaires non isochrones.

particulièrement sensible sur les fronts raides, du fait de la superposition d'une multitude de réponses, toutes identiques dans leur forme, mais décalées les unes par rapport aux autres de quantités traduisant précisément les défauts d'isochronisme. La *figure* 3 schématise ce processus.

2) Supposons maintenant que l'on ait affaire à un éclair lumineux si pauvre en photons qu'il ne soit susceptible de provoquer que l'émission d'un photoélectron unique. Le défaut d'isochronisme n'a plus, dans un tel cas, pour conséquence de déformer l'impulsion de charge correspondante, mais bien d'introduire une incertitude sur son instant d'apparition.

La *figure* 4 illustre ce type d'*infidélité* du photomultiplicateur. Pratiquement, pour le physicien, c'est l'instant d'apparition du signal électrique qui constitue le repère connu avec certitude. Si le vol des électrons se faisait pendant un temps constant, l'instant de l'éclair lumineux serait connu avec la même certitude à cette constante près. C'est finalement cette constante, sans intérêt en elle-même en général, qui est affectée d'une perturbation aléatoire dont l'amplitude est en liaison directe avec le défaut d'isochronisme.

3) Le cas réel est, en fait, le plus souvent intermédiaire entre l'émission d'un photoélectron unique par événement et l'émission d'un véritable courant électronique instantané par l'ensemble de la cathode.

On a affaire à l'émission simultanée d'un paquet d'électrons (quelques unités ou quelques dizaines par exemple). Il est alors clair que si les trajets ne sont pas isochrones les électrons n'atteindront pas D_1 ensemble. Leur arrivée s'échelonnera sur un temps Δt égal à la différence entre le temps de trajet le plus court et le temps de trajet le plus long.

A une excitation de la photocathode par un signal lumineux ayant la forme d'une impulsion unité, correspond sur D_1 une impulsion de charge à fronts de montée et de descente occupant un temps fini. La forme de ces fronts dépend de la façon dont les photoélectrons se répartissent entre les diverses trajectoires possibles. Cette répartition varie, en général, d'une impulsion à une autre. Le non-isochronisme a donc, cette fois, pour conséquence de transformer une discontinuité en un signal à évolution progressive, tandis que le caractère aléatoire que présente l'émission photoélectrique rend

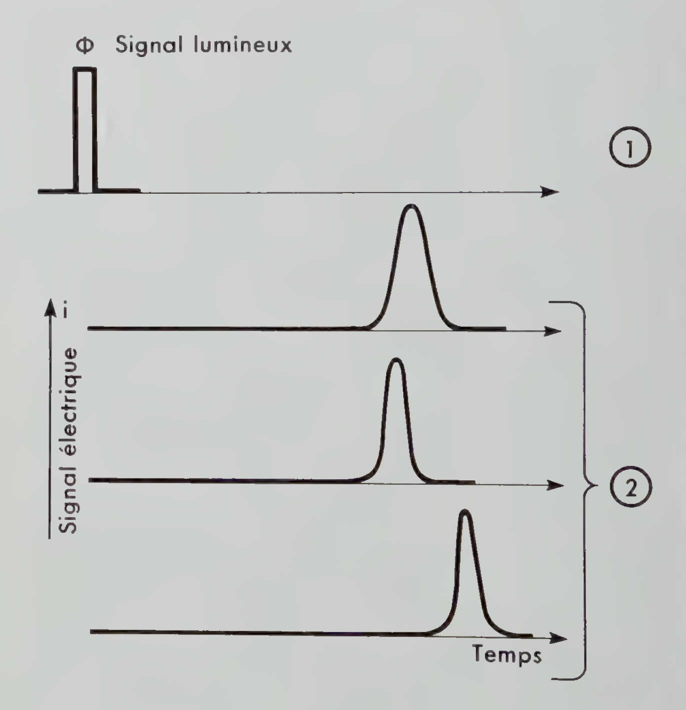


Fig. 4. *Schéma des impulsions obtenues lorsque la cathode n'émet chaque fois qu'un seul électron dont le temps de trajet varie d'une épreuve à l'autre.*

1 : Signal lumineux provoquant l'expulsion d'un seul électron,
2 : Instants possibles d'apparition de l'impulsion électrique.

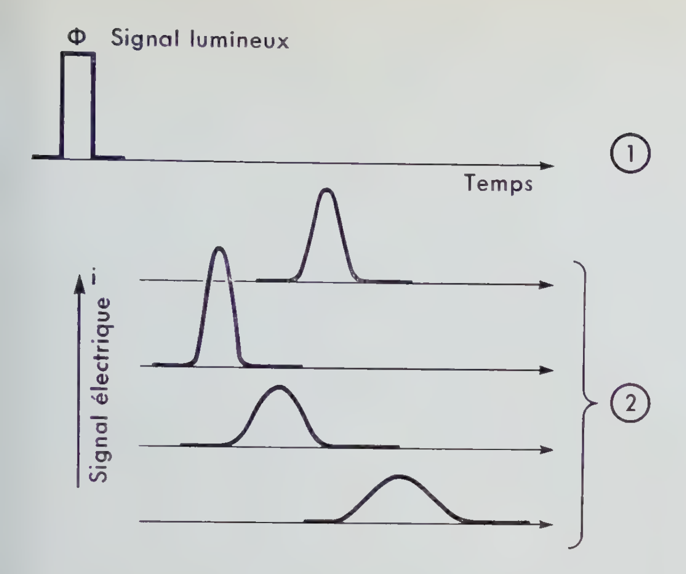


Fig. 5. *Schéma des impulsions obtenues lorsque la cathode émet un paquet d'électrons. Sous l'effet des différences de temps de transit ce paquet s'étale plus ou moins et son retard moyen fluctue.*

1 : Signal lumineux,
2 : Diverses formes et instants d'apparition possibles de l'impulsion électrique.

de plus ce signal fluctuant en forme et en position. La *figure* 5 qui généralise la *figure* 4 représente l'allure du phénomène.
Précisons en passant que, dans les *figures* 3, 4 et 5, le signal, au niveau de D_1, ne prétend pas représenter le courant dans la connexion de cette électrode, mais bien la loi d'arrivée dans le temps des charges transportées par les photoélectrons. L'intensité mesurée en différerait profondément à cause du *courant d'influence* (voir p. 24) qui circule pendant tout le temps de vol d'un électron vers D_1 et aussi à cause du courant d'émission secondaire, de polarité opposée, qui y fait suite pendant le temps de vol des électrons secondaires de D_1 vers D_2.

Causes de non-isochronisme.

Il est intéressant d'ajouter à cette analyse qualitative quelques valeurs numériques qui permettront à l'utilisateur de saisir les ordres de grandeur en cause.
Pour présenter les calculs, il est nécessaire de séparer les causes de non-isochronisme, bien qu'elles interviennent en réalité simultanément.

L'*écart centre-bord* est de nature purement géométrique et cinématique. C'est la différence de marche entre une trajectoire issue du centre de la cathode et celles issues de divers points écartés du centre, en admettant, dans tous les cas, que la vitesse initiale est nulle. Avec les réglages usuels, cet écart atteint environ $5 \cdot 10^{-10}$ s à 20 mm du centre sur le 56 AVP, $15 \cdot 10^{-10}$ s à 52 mm du centre sur le 58 AVP [2] et son signe correspond à un retard des rayons marginaux sur le rayon central.
Précisons que cette imperfection devrait présenter une symétrie de révolution, mais s'en écarte le plus souvent. En effet, l'inclinaison nécessaire de D_1 par rapport à l'axe de l'optique d'entrée exigerait, pour que le retard soit de stricte révolution, que tous les rayons principaux convergent en un point, et que ce point soit situé sur D_1 (*fig.* 6).
Le moindre écart entre géométrie réelle et configuration théorique peut en conséquence altérer de deux façons cette condition. La section oblique par D_1 du faisceau des rayons principaux introduit, entre les rayons marginaux correspondant à une avance et ceux correspondant à un retard, des écarts de l'ordre de 10^{-10} seconde par millimètre de diamètre de la tache de focalisation des rayons principaux sur D_1.
Il est clair qu'un déréglage des potentiels de focalisation agira également sur le diamètre de la tache de focalisation et aura, par conséquent, un effet analogue qui pourra aggraver ou, au contraire, corriger en partie le précédent.
Toute inclinaison accidentelle de l'axe de révolution d'une électrode de l'optique par rapport aux autres sera cause d'un nouveau type d'*anisotropie* du retard centre-bord lié à l'altération de la symétrie de révolution du champ électrique, dont l'influence est particulièrement sensible sur les électrons de faible vitesse, c'est-à-dire au début de leur trajectoire.
Les résultats expérimentaux que nous présentons sur la *figure* 7 aussi bien que ceux obtenus par divers expérimentateurs [5, 6, 7] confirment bien les ordres de grandeur annoncés en même temps que l'existence de perturbations dues à des imperfections de la géométrie.
Ne manquons pas, enfin, de signaler parmi les causes de déformation des trajectoires, donc d'altération de la répartition théorique des temps de transit, l'influence du champ magnétique. Pour protéger le tube de l'action du champ terrestre ou de tout autre champ extérieur, on peut le munir d'un blindage ; mais le plus grand danger vient des pôles magnétiques qui peuvent exister à l'intérieur du tube lui-même. Cela limite, entre autres, le recours, pour la réalisation de l'enveloppe, aux soudures verre-métal, la majorité des métaux soudables aux verres étant fortement magnétiques.

L'*effet des vitesses initiales* est de modifier le temps de transit et le point d'impact d'un électron.
Il est commode, ici encore, de séparer, pour la clarté de l'exposé, les variables et de dire que la composante de la vitesse initiale normale à la cathode n'altère que la loi de parcours de la trajectoire — donc le temps de transit — et non le tracé de

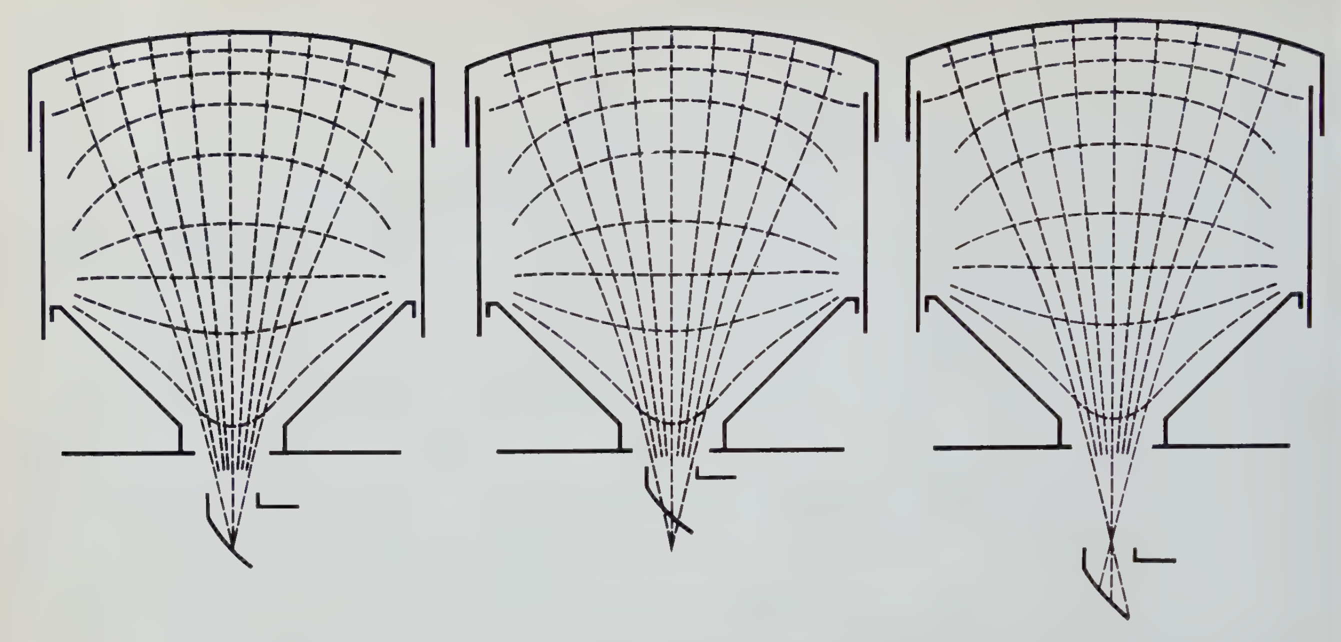


Fig. 6. *Positions relatives possibles du "cross over" (foyer des rayons principaux) et de la première dynode dans un tube 56 AVP.*
(Sur cette illustration schématique le défaut, pour plus de clarté, a été fortement exagéré).

celle-ci, alors que la composante tangentielle ne modifie que la forme de la trajectoire, sans changer le temps mis pour atteindre D_1. Ce n'est là qu'une première approximation, dans le cas d'une vitesse initiale n'entraînant qu'une perturbation infiniment petite de la trajectoire principale issue de la même origine.

Par construction graphique et calcul numérique sur les relevés obtenus à la cuve rhéographique, pour le 56 AVP et le 58 AVP, nous avons obtenu les résultats suivants :

1) L'effet d'une vitesse initiale normale à la cathode, correspondant à une énergie w_n de 0,4 eV, ne modifie effectivement pas le point d'impact sur D_1 et abrège le temps de parcours d'une durée Δt_n valant environ $6 \cdot 10^{-10}$ s dans le cas du 56 AVP et $5 \cdot 10^{-10}$ s dans celui du 58 AVP. Enfin, Δt_n est pratiquement indépendant du point d'émission considéré.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux est en très bon accord avec la formule approchée [3] :

$$\Delta t_n = -\sqrt{2\,m}\,\frac{\sqrt{w_n}}{q\,E_0} \qquad (\text{UEMCGS}) \;,$$

dans laquelle m et q caractérisent l'électron, w_n exprime l'énergie équivalente à la vitesse initiale, E_0 représente le champ électrique sur la cathode.

2) L'effet d'une vitesse initiale tangentielle correspondant à $w_t = 0{,}4$ eV modifie le point d'impact (*fig.* 8) d'une valeur ρ_t et altère légèrement le temps de transit d'une quantité Δt_t. De plus,

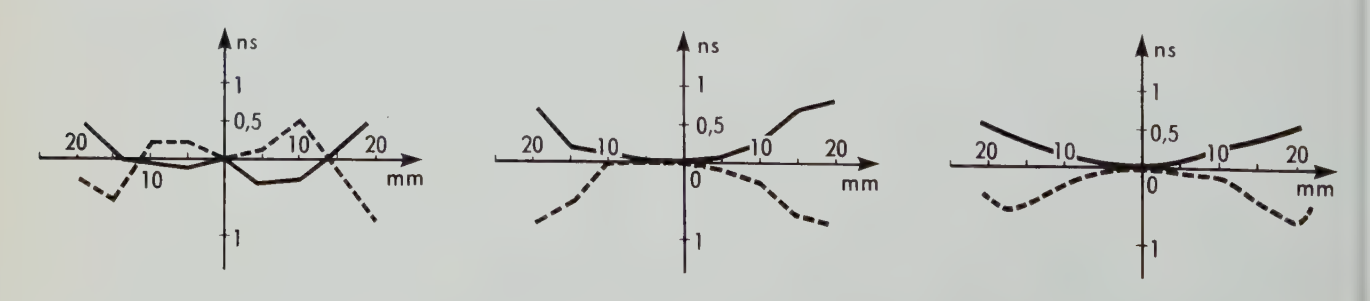
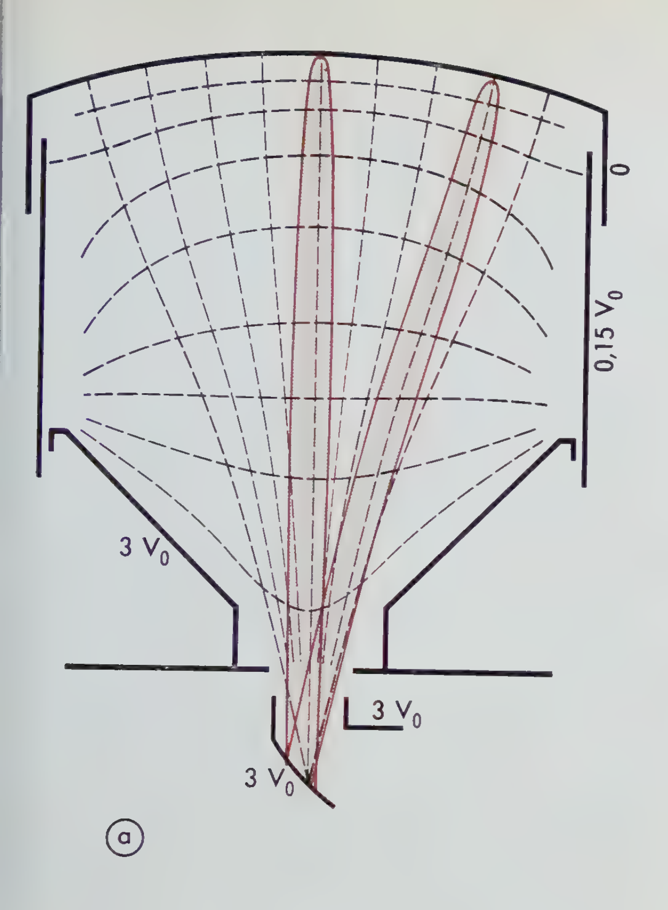


Fig. 7. *Caractéristiques des différences de temps de transit selon le point d'émission sur la cathode.*
Cas de trois photomultiplicateurs 56 AVP explorés parallèlement (courbes en trait plein) et perpendiculairement (courbes en pointillé) aux génératrices des dynodes.



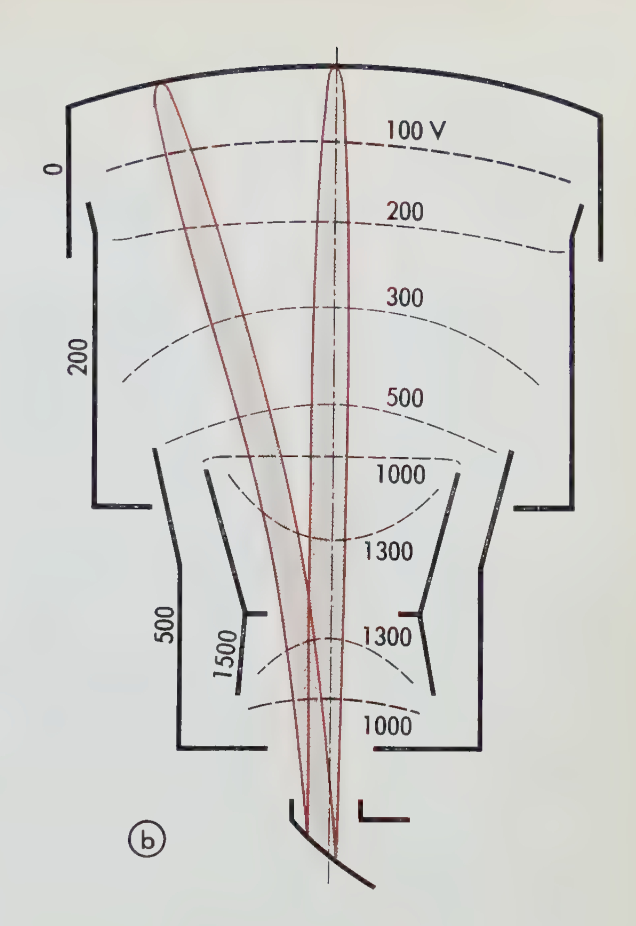


Fig. 8. *Ouverture des pinceaux due à la composante tangentielle de vitesse initiale dans le tube 56 AVP (a) et le tube 58 AVP (b).* Les potentiels des électrodes sont indiqués sur les dessins. La vitesse initiale tangentielle est supposée équivalente à 0,4 eV.

ρ_t et Δt_t dépendent quelque peu du point d'émission considéré. ρ_t définira le rayon de ce que nous nommerons *tache de diffusion*. C'est la section droite, au niveau de leur intersection par D_1, des pinceaux qui, du fait de l'existence d'une composante tangentielle de vitesse initiale, se forment autour d'un rayon principal (*fig.* 8).

Δt_t correspond à un retard de l'ordre de $6 \cdot 10^{-11}$ s dans le 56 AVP, de $2 \cdot 10^{-11}$ s dans le 58 AVP. Ces valeurs ne représentent que quelques millièmes du temps de transit et ne sont connues qu'avec une précision médiocre (30 à 50 %).
ρ_t vaut 2,2 mm dans le 56 AVP et 1,5 mm dans le 58 AVP autour du rayon principal central, pour tomber à 1,8 mm et 1,2 mm environ autour d'un rayon marginal.

Le *tableau* II rassemble les chiffres que nous venons de présenter et fournit des indications supplémentaires concernant le fonctionnement de ces deux tubes.

Tableau II

E_0 $V \cdot cm^{-1}$	T_c	T_m s	Δt_n s	Δt_t s	ρ_t cm	
40	$12 \cdot 10^{-9}$	$12{,}5 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-11}$	0,22	56 AVP
40	$16{,}5 \cdot 10^{-9}$	$18 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$	0,15	58 AVP

E_0 : champ sur la cathode dans les conditions de mesure ;
T_c : durée de transit cathode-D_1, pour le rayon principal central ;
T_m : durée de transit cathode-D_1, pour le rayon principal marginal ;
Δt_n, Δt_t, ρ_t sont définis dans le texte.

Remèdes au non-isochronisme.

En même temps que nous exposions, dans les pages précédentes, les aspects sous lesquels le non-isochronisme se présente, nous avons esquissé les remèdes possibles. Nous nous proposons à présent de les exposer systématiquement.

1) *L'effet des vitesses initiales* peut être réduit, comme l'indique la formule de la page 16 si on réalise sur la cathode un champ E_0 aussi élevé que possible. Cette relation montre aussi que, si ce champ est uniforme, la répartition des écarts dus à la distribution des vitesses initiales sera la même, dans tous les pinceaux, indépendamment du point considéré.

2) Pour corriger l'*aberration d'ouverture dans le temps* (ainsi peut-on désigner l'écart centre-bord entre rayons principaux des pinceaux) un travail de retouches progressives sur cartes de potentiel permet de tendre progressivement vers le résultat désiré. Lorsqu'on cherche à faire passer les rayons issus de la cathode par un foyer ponctuel, on est finalement conduit à adopter une répartition des potentiels voisine de celle qui règne entre deux sphères concentriques. Cette remarque explique pourquoi les surfaces des cathodes sont, en général, des calottes sphériques. Une telle répartition satisfait en outre à la condition $E_0 = C^{te}$ en tous points de la cathode. Par contre, la cathode constituant la sphère extérieure, E_0 a tendance à être de faible valeur sur cette électrode de faible courbure. Tout l'intérêt de l'emploi d'électrodes intermédiaires est de pouvoir tourner cet inconvénient tout en conservant aux lignes de force une distribution à peu près radiale et un tracé aussi rectiligne que possible.

Comme on ne peut pas strictement simuler un champ sphérique, on tolérera un certain résidu d'écart centre-bord que nous admettrons représentable par la formule $\Delta t = \alpha r^2$, (α étant une constante numérique et r l'écart au centre de la cathode).

Le multiplicateur

Il est constitué par l'ensemble des dynodes. Le nombre de ces dernières, le matériau actif dont elles sont constituées, leur géométrie, les potentiels qui leur seront appliqués sont les paramètres majeurs dont le constructeur dispose pour adapter le mieux possible cet amplificateur au signal qu'il aura à traiter.
Compte tenu du caractère statistique du phénomène d'émission d'électrons secondaires et du petit nombre d'électrons par impulsion à l'entrée du multiplicateur, on montre que, théoriquement, la qualité de l'amplification s'améliore en même temps que croît ce que nous nommerons le *rendement de conversion* de chaque étage. Nous désignons par ce terme le rapport entre électrons reçus par la dynode aval et électrons reçus par la dynode amont d'un même étage.
Le rendement de conversion apparaît comme le produit du coefficient d'émission secondaire de la dynode amont par l'efficacité de collection de l'étage considéré.
Il en résulte que le projet du multiplicateur devrait être axé sur l'obtention, à chaque étage, d'une efficacité de collection aussi voisine de 100 % que possible et prévoir des conditions de fonctionnement dans lesquelles le gain par étage serait maximum.

Haute tension et signal parasite.

Le premier impératif est recevable sans objection, ce qui n'entraîne pas qu'il soit aisé d'y satisfaire pour autant.
Nous en reprendrons l'analyse par la suite.
La seconde proposition doit conduire à un choix plus nuancé, car les facteurs qui régissent le gain par étage interviennent aussi dans d'autres propriétés d'ensemble du photomultiplicateur et pas nécessairement dans le même sens.
En fait, on peut dire qu'aucun type de tube actuellement existant, même ceux réputés les meilleurs, à quelque point de vue qu'on se place, ne fonctionne dans des conditions rendant maximum leur gain par étage. On peut même aller plus loin et rappeler ce que l'expérience montre : si on cherche à se rapprocher de cette condition, ce qui ne peut se faire qu'en élevant la différence de potentiel entre étages, le tube entre dans un domaine où sa qualité se dégrade, puis il devient inutilisable bien avant d'avoir satisfait à la condition de maximum de gain par étage.
Le premier symptôme est, en général, un accroissement de la composante continue du courant d'obscurité, croissance plus rapide que celle du gain global. Simultanément, le spectre d'amplitude des impulsions constituant le courant s'enrichit très vite en impulsions de grandes amplitudes. Cependant, le tube est encore stable et utilisable, quoique présentant un rapport signal/bruit inférieur à ce qu'il était pour des tensions moindres.
Vient, si on continue à accroître la tension, une zone dans laquelle le tube, stable dans l'obscurité, a tendance à entrer en divergence (accrochage) sous l'effet d'un signal. Le niveau provoquant l'accrochage diminue lorsque croît la tension par étage. On arrive enfin dans une région instable où le phénomène d'accrochage est déclenché par le signal parasite se manifestant dans le tube.
Les processus qui interviennent dans le comporte-

ment schématisé ci-dessus sont divers et leurs parts respectives de responsabilité encore mal connues. C'est la raison pour laquelle on est obligé d'en supporter la présence et d'en subir la conséquence qui est de limiter les tensions utilisables.

Outre l'émission thermionique de la photocathode et celle des dynodes, on peut citer, parmi les causes d'instabilité :

— l'*ionisation*, par les électrons qui se propagent dans le multiplicateur, du gaz résiduel, puis l'émission d'électrons secondaires par la cathode ou les dynodes, sous l'effet des ions ainsi produits ;
— l'*électroluminescence* de divers matériaux : dynodes elles-mêmes, entretoises isolantes ou portions de l'enveloppe, sous l'effet des électrons du flux utile ou sous l'effet d'électrons qui se sont échappés de la structure par la suite d'une mauvaise focalisation ou sous l'effet de la charge d'espace dans les derniers étages. Ces éclairs lumineux rétroagissent sur la cathode, qui émet des impulsions parasites ;
— l'*émission froide* des aspérités ou arêtes vives présentes sur les tranches des électrodes, les points de soudure, etc.
— la *scintillation* du verre du ballon ou de certains isolants sous l'effet de radioéléments naturels présents dans les constituants du photomultiplicateur, ou sous l'effet de micro-décharges lorsque ces isolants sont soumis à un champ électrique intense. Nous avons eu l'occasion de mettre ce dernier processus en évidence dans le cas de photomultiplicateur fonctionnant avec l'*anode à la masse* sous des tensions d'alimentation supérieures à 2 000 ou 2 500 V. Si, dans la région de la cathode, la surface externe de l'enveloppe est amenée au potentiel de la masse par voisinage d'un blindage magnétique ou d'un boîtier métallique étanche à la lumière par exemple, ces 2 kV se trouvent appliqués à travers le verre et y provoquent des *crépitations lumineuses* que l'on enregistre simultanément comme un courant d'obscurité à l'anode du photomultiplicateur en expérimentation et comme un courant de signal sur un autre photomultiplicateur qui observe le premier.

C'est la raison pour laquelle nous avons doté systématiquement les tubes fonctionnant à haute tension d'une électrode extérieure dont le potentiel ne peut pas différer de celui de la cathode de plus de quelques centaines de volts.

Haute tension et élargissement des impulsions.

Si on pouvait, par une technologie assez sûre et une ingéniosité accrue, s'affranchir des limitations ci-dessus évoquées, que gagnerait-on à élever la tension V appliquée par étage ?

a) Pour une géométrie de structure donnée, on voit immédiatement que les temps de trajet pour des électrons partis sans vitesse initiale varient comme $V^{-1/2}$; les différences de temps de transit (d.t.t.) entre trajectoires principales varient donc de la même façon comme $V^{-1/2}$.

b) Dans chaque pinceau, créé autour d'une trajectoire principale par l'existence possible de vitesses initiales diverses, les différences de temps de transit varient comme l'inverse du champ électrique au point d'émission, donc comme V^{-1}.

c) L'étalement de ces pinceaux, dans l'espace, en tous points de leur parcours et, en particulier à leur impact sur la dynode aval, variera lui, au premier ordre, comme $V^{-1/2}$, comme on peut l'établir par un traitement direct ou le déduire par application à ce cas particulier de la loi générale de Lagrange-Helmholtz.

Du point *c*) résulte, à coup sûr, une amélioration de l'efficacité de collection lorsque V croît. De chacun des points *a*), *b*) et *c*) résulte une diminution de l'étalement dans le temps que subit une impulsion de courant lors de sa propagation d'une dynode à la suivante. On voit que cet étalement devrait être affecté par un facteur compris entre V^{-1} et $V^{-1/2}$ sans qu'on puisse, dans une étude générale, préciser davantage. Les méthodes de calcul présentées dans l'annexe à propos de l'intervalle cathode-première dynode s'appliquent évidemment ici aussi, dans leurs grandes lignes. On en déduit, entre autres, que l'influence de V sur l'élargissement

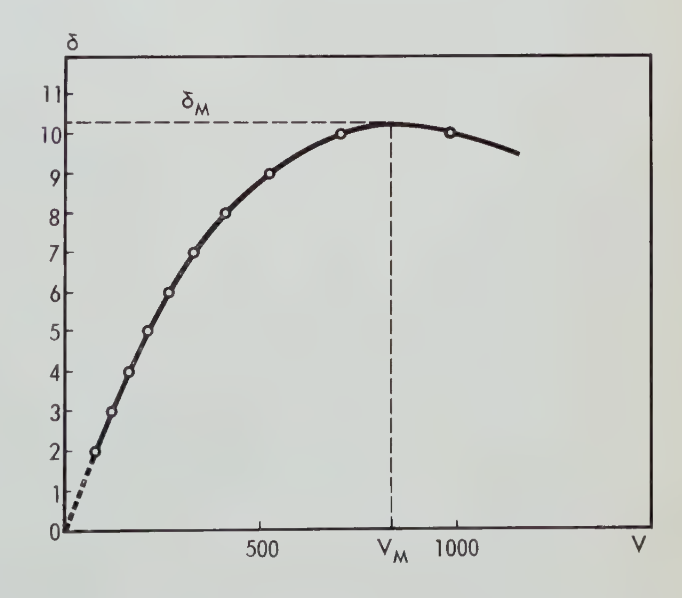


Fig. 9. *Coefficient d'émission secondaire de l'Ag-Mg en fonction de l'énergie des électrons primaires. Cas typique d'un photomultiplicateur 56 AVP.*

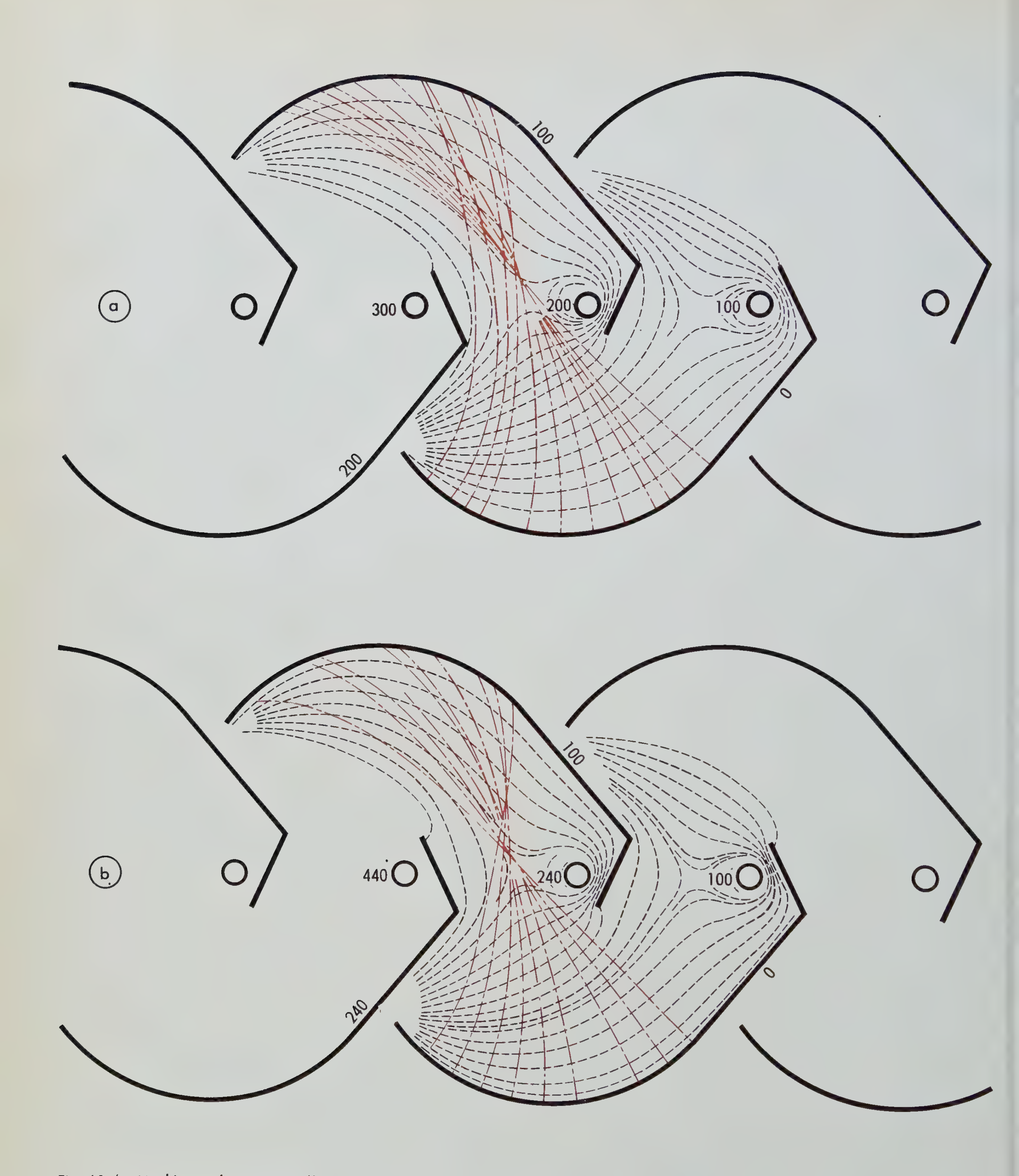


Fig. 10 (a, b). *Lignes équipotentielles et nappe des trajectoires électroniques principales dans le cas d'une répartition des tensions.*

a : Tension uniforme,

b : Tension de raison $\sqrt{2}$

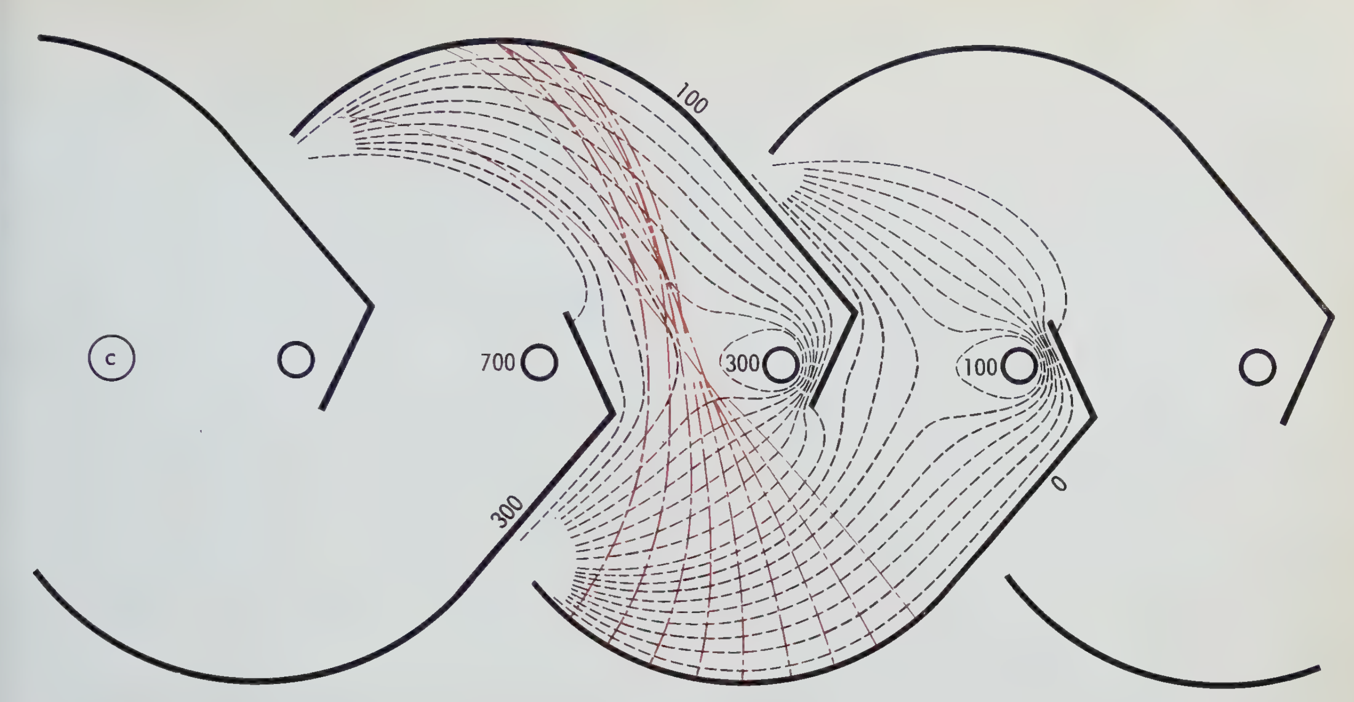


Fig. 10 (c). *Lignes équipotentielles et nappe des trajectoires électroniques principales dans le cas d'une répartition des tensions.*

c : Tension de raison 2.

des impulsions à la traversée d'un étage dépendra de la part relative que prennent, dans chaque cas particulier, soit les vitesses initiales soit les inégalités entre trajectoires sans vitesse initiale, à l'étalement des temps de transit.

Haute tension et nombre d'étages.

Tant que V est inférieur à la valeur V_M pour laquelle le coefficient d'émission secondaire des dynodes passe par sa valeur maximum δ_M (*fig.* 9), il y a intérêt à accroître V pour accroître δ. L'avantage que l'on est en droit d'attendre est double :

a) Le phénomène d'amplification est statistique. C'est-à-dire qu'à un signal d'entrée donné correspondent, d'étage en étage, des *paquets d'électrons* dont la dimension n'est déterminée qu'en valeur moyenne et fluctue, en fait, d'une expérience à la suivante. La valeur relative de ces fluctuations, rapportée à la dimension moyenne des paquets, diminuera lorsque δ croîtra.

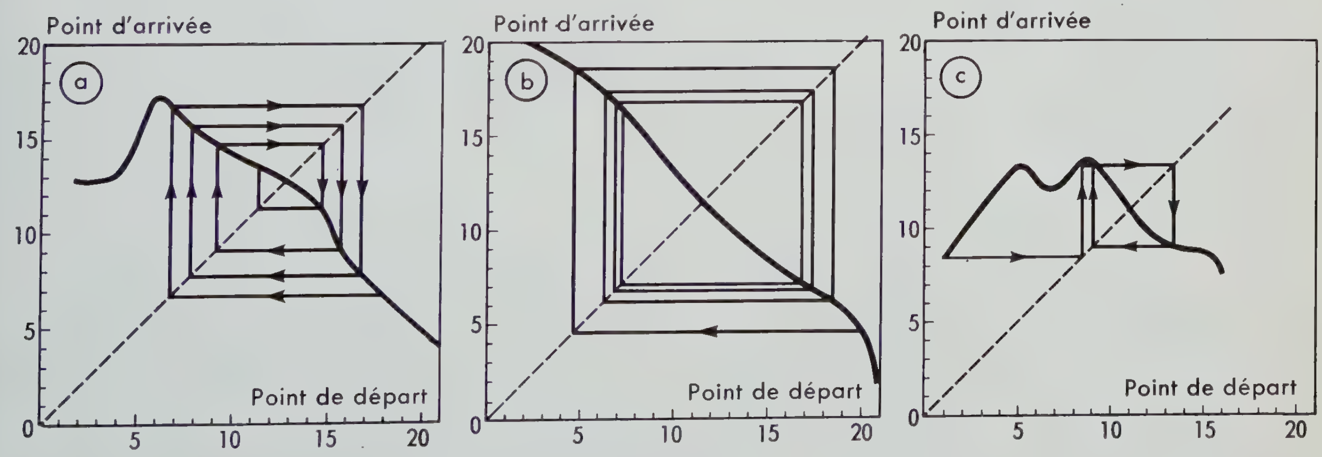


Fig. 11. *Courbes de focalisation de la structure représentée sur la figure 10 dans chacune des répartitions de potentiel envisagées.*

a : Structure à pas de tension constant.

b : Structure à pas de tension progressif : $V_n = \sqrt{2}\, V_{n-1}$

c : Structure à pas de tension progressif : $V_n = 2\, V_{n-1}$.

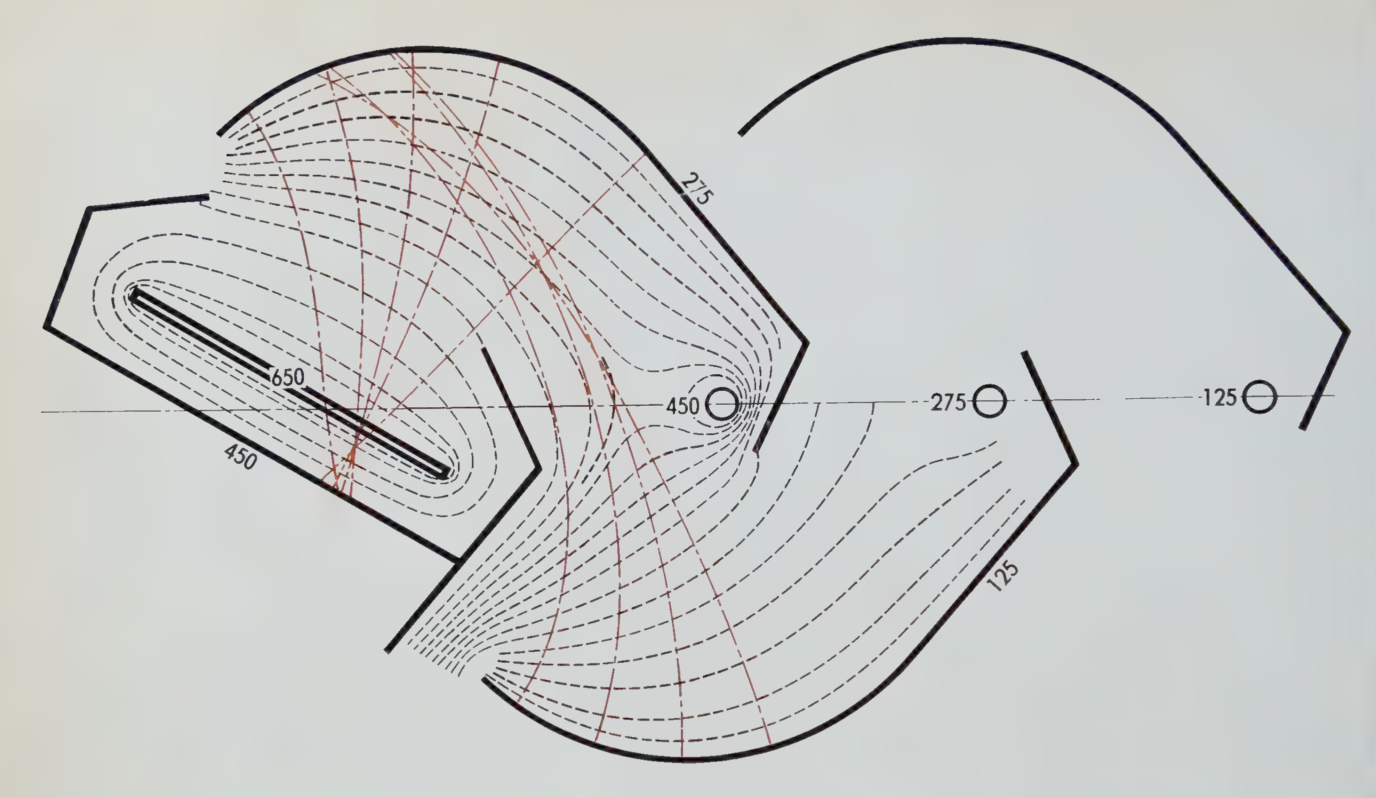


Fig. 12. *Géométrie de la région terminale des tubes 56 AVP et 58 AVP.*

b) L'accroissement de V, donc de δ, conduit à diminuer le nombre des étages nécessaires à l'obtention d'une valeur donnée G du gain. Or, la dégradation des impulsions brèves à travers une cascade d'étages peut se traiter, à partir du moment où l'impulsion contient un assez grand nombre d'électrons, par application à cette impulsion du filtre linéaire équivalent à chacun des étages. Réduire le nombre des étages, c'est automatiquement réduire l'importance du filtrage donc de l'allongement des impulsions. Considérons, à titre d'illustration, le cas typique d'une dynode en argent-magnésium. Dans les multiplicateurs actuels, les dynodes fonctionnent généralement au voisinage de $\delta = 4$, ce qui exige de donner à V une valeur de 120 à 150 volts selon les tubes. Il faut, dans ces conditions, 14 étages pour dépasser, à coup sûr, un gain de 10^8.
Admettons que l'on puisse utiliser le même type de structure au voisinage des conditions de gain maximum, c'est-à-dire $\delta_M = 8$; $V_M = 600$ à 800 volts. Il suffirait alors, pour atteindre 10^8, de 9 étages.

Dans notre exemple, le doublement de δ entraîne approximativement une réduction de 20 % de la contribution du multiplicateur aux fluctuations en amplitude. Le nombre des étages est passé de 14 à 9, ce qui devrait grossièrement réduire de 25 % environ l'élargissement, par le seul multiplicateur, d'une impulsion infiniment brève. Par contre, pour un même gain de 10^8, la haute tension totale nécessaire au fonctionnement du photomultiplicateur serait passée approximativement :

de (120 ou 150) × 15, soit 1 800 ou 2 250 volts,
à (600 ou 800) × 10, soit 6 000 à 8 000 volts !

On voit que l'amélioration de certaines qualités, parmi les plus importantes il est vrai, devrait se payer très cher du côté de la haute tension, même une fois résolus les problèmes parasites liés à l'application de ces hautes tensions, ainsi que nous en avons fait l'hypothèse « a priori ».

Linéarité aux niveaux élevés.

L'application des hautes valeurs de la tension entre étages nous amène à traiter un autre sujet de préoccupation qui apparaît dans l'emploi des photomultiplicateurs. Il s'agit de sa linéarité en amplitude, lorsque le signal de sortie prend des valeurs élevées.
Pendant longtemps, le photomultiplicateur, en tant qu'organe linéaire et fidèle, fut limité dans ses possibilités bien au-dessous du miliampère. Puis, durant les dix dernières années, son domaine d'utilisation a été porté à des dizaines de milliampères

pour tendre, à présent, vers l'ampère, ainsi que nous l'avons exposé dans la première partie de cet article. Cette course aux niveaux élevés a été principalement motivée par le développement de la physique des hautes énergies. Mais, pour certaines applications particulières, ce serait des valeurs de l'ordre de dizaines d'ampères qu'il faudrait envisager.

Dans le cas présent, la limitation de linéarité provient, en premier lieu, de la charge d'espace. Il faut, si possible, accroître la surface utile des dynodes, donc leurs dimensions, tout en conservant les propriétés de rapidité et d'isochronisme, mais il faut surtout accroître dans tout l'espace le champ électrique, et par conséquent, il faut augmenter la valeur des tensions appliquées. Si les étages successifs du multiplicateur sont de géométrie identique (ce qui est, à ce jour, le cas de la majorité des tubes existants), les tensions successivement appliquées devraient croître, au moins comme $m = \delta^{2/3}$. En prenant $\delta = 4$, cas typique, on est conduit à $m = 2,5$. Mais, du fait même de l'accroissement des tensions, δ croîtra à nouveau et m devrait prendre une valeur plus élevée que celle à laquelle conduit la première approximation.

On sait que les structures itératives sont généralement prévues pour fonctionner avec un écart constant entre les tensions appliquées à deux dynodes successives (*pas de tension* constant). Tel est aussi le cas du multiplicateur commun aux deux photomultiplicateurs qui nous servent à illustrer cette étude. Cependant, son dessin est tel qu'il se prête également, si besoin est, à une progression géométrique des tensions appliquées. Les *figures* 10 représentent la répartition des potentiels ainsi que les trajectoires électroniques principales, dans un intervalle de cette structure, pour les trois cas suivants : $m = 1$; $m = \sqrt{2}$; $m = 2$.

On a construit, pour ces trois cas (*fig.* 11), le diagramme de focalisation selon la méthode imaginée par Rajchman [8]. Il apparaît que la structure, ainsi alimentée, est effectivement encore focalisante pour toute la surface utile des dynodes.

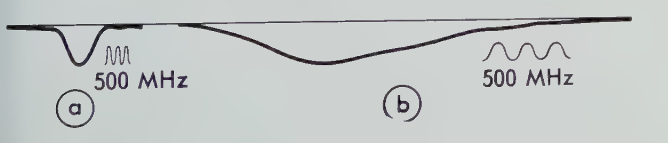


Fig. 13. *Comparaison entre les impulsions de tension (sur 50 Ω) que l'on obtient à la sortie d'un tube 56 AVP excité par un éclair de front de montée inférieur à $5 \cdot 10^{10}$ s dans les cas où :*

a : le collecteur a la géométrie de la figure 12.

b : le collecteur a la géométrie d'une dynode.

Un tube 56 AVP doit, par conséquent, pouvoir être alimenté sous 100 volts jusqu'au 10e intervalle (6), puis successivement sous 200 - 400 - 800 volts pour atteindre D_{14}. La tension de l'intervalle de sortie entre D_{14} et l'anode étant alors ajustée expérimentalement, le domaine de linéarité peut atteindre l'ampère, en impulsions.

L'espace de collection.

L'exemple ci-dessus appelle l'attention sur l'intérêt, voire la nécessité qu'il y a, lorsqu'on cherche à tirer le meilleur parti possible d'un photomultiplicateur, à ajuster empiriquement les tensions entre le collecteur et les dynodes immédiatement voisines.

Cela provient du fait que la géométrie des électrodes s'écarte délibérément, dans cette région, de la récurrence.

La structure n'a évidemment plus de raison ici d'être *transitive*, puisque le flux électronique doit, au contraire, y être totalement absorbé. On cherche donc à disposer au mieux des formes pour :

— collecter toutes les charges ;
— assurer à la structure une perveance élevée ;
— égaliser, autant que faire se peut, les temps de transit dans le dernier intervalle et raccourcir leur durée moyenne ;
— réduire le couplage électromagnétique de l'anode avec les électrodes qui lui sont voisines et les faisceaux électroniques autres que celui qui lui apporte le signal utile.

Ces buts sont partiellement compatibles, au prix de compromis dans le choix d'une géométrie. Une fois celle-ci définie par le constructeur, la répartition des tensions appliquées reste encore, dans une certaine mesure, à la discrétion de l'utilisateur. On comprend, dès l'instant qu'une solution simultanément optimale à tous les points de vue n'existe pas, que l'utilisateur a intérêt à ajuster les réglages en fonction du critère qui est prépondérant à son point de vue.

La *figure* 12 expose en détail la géométrie de l'espace de collection du 56 AVP et du 58 AVP. Le champ sur D_{14} atteint $V_{An-D_{14}} \cdot mm^{-1}$ (7). Le temps de vol des électrons, en trajet direct, est inférieur à $2 \cdot 10^{-10}$ s pour 100 volts de différence de potentiel. Enfin, D_{14} forme partiellement un écran électrostatique autour du collecteur.

La *figure* 13 représente, ramenée à un même niveau

(6) *c.à.d. entre* D_{10} *et* D_{11}.

(7) *On note* $V_{An-D_{14}}$ *la différence de potentiel entre anode et dernière dynode.*

de crête, l'impulsion de tension prélevée soit sur D_{13}, soit sur l'anode dans le cas d'une excitation de la cathode d'un 56 AVP par une même impulsion lumineuse à front raide de valeur inférieure à $5 \cdot 10^{-10}$ s. Leur comparaison fait ressortir l'amélioration du signal anodique lié à l'adoption, pour l'espace collecteur, d'une géométrie différente de celles des étages multiplicateurs.
La figure 14 montre l'impulsion prélevée sur D_{13} fonctionnant comme dynode dans un cas, comme collecteur dans l'autre. Elle permet de saisir que, dans le cas où la dynode est utilisée en anode, l'allure rampante du front de montée est due au courant qu'induisent, par influence, les électrons en mouvement vers elle. C'est la suppression, au moins partielle, de cet effet qui permet d'obtenir des fronts de montée améliorés avec la géométrie de collecteur adoptée.

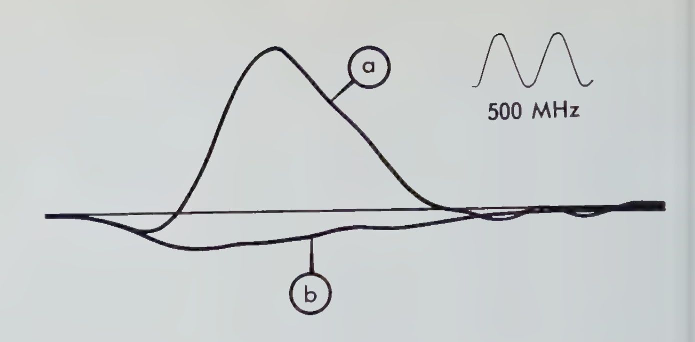


Fig. 14. *Aspect de l'impulsion parcourant la connexion de la treizième dynode d'un 56 AVP selon qu'elle est utilisée normalement en dynode (courbe a) ou en collecteur (courbe b).*

Le courant de crête de la courbe (a) correspond à 30 mA.

4. Tendances de l'évolution des photomultiplicateurs

Nous avons achevé, au niveau du collecteur, l'examen systématique des organes d'un photomultiplicateur. Il nous reste à dire quelques mots des tendances que l'on peut discerner dans l'évolution de ce type de tube à vide, au moins dans un avenir prochain. Certaines ont été suggérées, au cours même de l'exposé des problèmes actuels et de leurs solutions présentes.
Du côté de la cathode, un accroissement de rendement quantique, dans tout le domaine spectral, est souhaité; une extension de ce domaine en deçà de 3 500 Å l'est également; elle permettrait en particulier un meilleur emploi des photomultiplicateurs dans la détection du rayonnement Cerenkov.
En ce qui concerne le pouvoir global d'amplification, il semble que les valeurs actuellement accessibles (10^8 à 10^9) suffisent. Il faudra surtout s'attacher à savoir construire des tubes qui puissent, à coup sûr, accepter les régimes électriques leur conférant un tel gain, tout en étant encore loin de leur limite d'instabilité. Ce n'est pas toujours le cas à ce jour.
Si on part de l'idée raisonnable que le gain maximum à ne pas dépasser est celui qui permet de détecter un photoélectron unique, on est amené aux chiffres suivants : à un gain de 10^9 et une réponse anodique schématiquement voisine d'un triangle isocèle de $2 \cdot 10^{-9}$ s de largeur à mi-hauteur (cas du 56 AVP), correspond un courant maximum de 80 mA et un signal de 4 volts sur une charge de 50 ohms. Si par conséquent, dans l'avenir, la durée des impulsions est encore réduite, le gain maximum utilisable aura tendance à diminuer plutôt qu'à croître.

Nous avons parlé de réduire la largeur de la réponse impulsionnelle du P.M. Il n'est pas certain qu'un effort direct dans cette direction soit nécessaire. Ce qui s'impose, c'est une diminution de la dispersion aléatoire sur :

— l'instant d'apparition des impulsions anodiques ;
— la forme de ces impulsions ;
— leur amplitude ;
tous facteurs qui dégradent le pouvoir de résolution en temps d'un circuit comprenant un photomultiplicateur.

Mais, il est probable qu'en cherchant à porter remède à ces causes diverses d'incertitudes, on aboutira du même coup à des structures susceptibles de délivrer des impulsions à fronts plus raides. Pour travailler avec sécurité sur des impulsions correspondant à un petit nombre de photoélectrons, il faut rechercher une diminution du spectre d'impulsions de courant parasite. L'amélioration du vide et des états de surface, la suppression des luminescences et de leur action possible sur la cathode, l'emploi de matériaux (verre notamment) exempts de radioactivité naturelle semblent être les moyens qui permettront de réduire la portion du courant d'obscurité qui n'est pas directement imputable à l'émission thermique de la cathode. Le jour où, seul, ce der-

nier terme resterait en cause, nous serions en présence d'un courant d'obscurité probablement inférieur, à 20 °C, à 10^{-17} ampère par centimètre carré de photocathode, pour la couche $SbCs_3$ telle qu'on sait, empiriquement, la préparer aujourd'hui. Cela correspond, par centimètre carré et par seconde, à l'émission de moins de 100 électrons. Il resterait encore, alors, la possibilité de mettre au point des couches présentant une émission thermique plus avantageuse, ce qui est théoriquement envisageable. Mais, le progrès le plus urgent et dont il est logique d'attendre, dans l'immédiat, les plus nettes améliorations, concerne l'adaptation de l'étage de sortie d'une part à l'impulsion d'électrons qu'il reçoit, d'autre part, aux circuits extérieurs auxquels il doit transmettre le signal électromagnétique ainsi formé. A l'heure actuelle, comme nous l'avons indiqué, le *couplage* entre structure du collecteur et faisceau électronique est, dans une certaine mesure, pris en considération dans le projet d'un photomultiplicateur rapide.
Par contre, la liaison, à l'extérieur du tube, avec le circuit d'utilisation est encore ignorée. On peut cependant prédire que la séparation entre le tube et son circuit ne pourra subsister car la recherche s'oriente vers l'obtention de fronts d'impulsion de plus en plus raides. Le collecteur des photomultiplicateurs rapides de demain devra être conçu en pensant aux circuits qui y feront suite et en prévoyant cette liaison. On se trouvera alors dans une situation analogue à celle qui caractérise les tubes UHF classiques, oscillateurs ou amplificateurs. De pièce détachée conçue indépendamment des circuits d'application, le tube électronique s'est transformé en un élément constitutif de ces circuits et s'est intégré à eux au point que, quelquefois, l'on ne puisse exactement dire où finit le tube et où débute le circuit.

Annexe (8)

Calcul de la réponse impulsionnelle de l'optique d'entrée du photomultiplicateur 56 AVP

On se propose de déterminer la forme de l'impulsion de charges que l'on recueillerait sur D_1 en réponse à une excitation de la photocathode par un éclair lumineux en *impulsion de Dirac*. On supposera la cathode de sensibilité uniforme et uniformément éclairée.

Principes de calcul

La méthode utilisée, de caractère phénoménologique, consiste à isoler chaque cause de dispersion de temps de transit et à la caractériser par un opérateur linéaire f qui sera sa réponse impulsionnelle, c'est-à-dire la loi d'arrivée dans le temps, sur D_1, des charges correspondant à une impulsion lumineuse de Dirac sur toute la photocathode, toutes les autres causes d'écart de temps de transit étant éliminées.
On sait que la réponse à une impulsion quelconque f′ sera $f' \star f_1$ (produit de convolution). En particulier, si f′ est déjà la réponse impulsionnelle f_2 correspondant à une autre cause de différence de temps de transit, la réponse impulsionnelle due aux deux causes superposées sera $f_1 \star f_2$. Finalement, si $f_1, f_2, \ldots f_n$ sont les réponses impulsionnelles correspondant à n facteurs de différence de temps de transit, la réponse impulsionnelle correspondant à la superposition des n facteurs sera $f_1 \star f_2 \star \ldots \star f_n$.

Dans notre cas, les différents facteurs envisagés sont :

— l'effet des vitesses initiales normales à la photocathode ;
— l'effet de la dimension de la tache de diffusion conjugué à celui de l'inclinaison de D_1 sur l'axe de l'optique d'entrée ;
— l'effet de la dimension de la tache de focalisation conjugué à celui de l'inclinaison de D_1 ;
— l'effet de l'écart de temps de transit centre-bord.

Le calcul fait intervenir la distribution statistique des électrons constituant la charge en fonction de leurs vitesses initiales, des directions d'émission et des coordonnées des points d'émission et n'aura de sens que si cette charge comprend un grand nombre d'électrons.

(8) *Rédigée en commun avec* M. J. Nussli, *Ingénieur au Département Tubes Electroniques du* L.E.P.

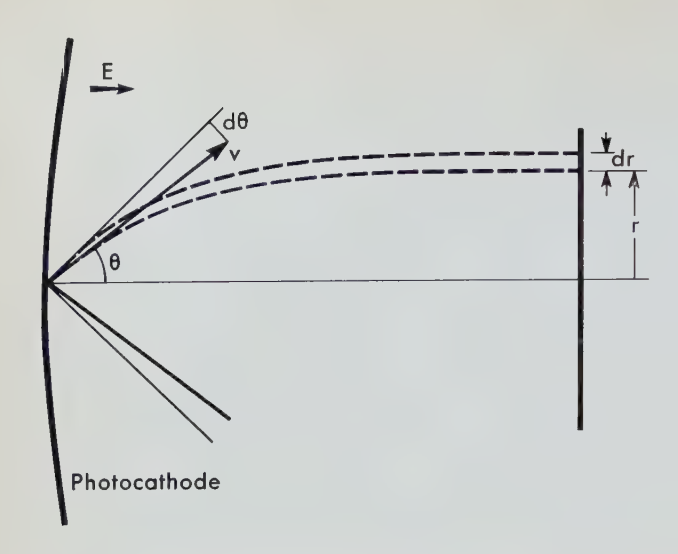


Fig. 15. *Effet des vitesses initiales en un point de la photocathode.*

Influence des vitesses initiales

L'existence des vitesses initiales fait correspondre à une charge unité émise instantanément en un point de la photocathode une impulsion de charges collectées sur D_1 qui n'est plus ni instantanée ni ponctuelle.
On déterminera cette double répartition dans un plan collecteur perpendiculaire au rayon principal du pinceau issu du point émissif et passant par le point où ce rayon atteint D_1 (*fig.* 15).

On admettra que les trajectoires à vitesses initiales présentent par rapport à celles sans vitesses initiales un écart de temps de transit t, proportionnel à la composante normale de vitesse initiale, et un écart d'impact r proportionnel à la composante tangentielle, *les facteurs de proportionnalité étant indépendants de l'origine considérée ;* si on prend l'origine des temps à l'instant d'arrivée des électrons sans vitesse initiale, la quantité $t < 0$ sera l'instant d'arrivée sur D_1 de l'électron considéré.
Les relevés cartographiques obtenus à la cuve rhéographique permettent de déterminer r_0 et t_0, valeurs de r et de t pour les électrons émis avec l'énergie la plus probable ε_0 dans les directions respectivement tangentielle et normale à la surface de la photocathode.

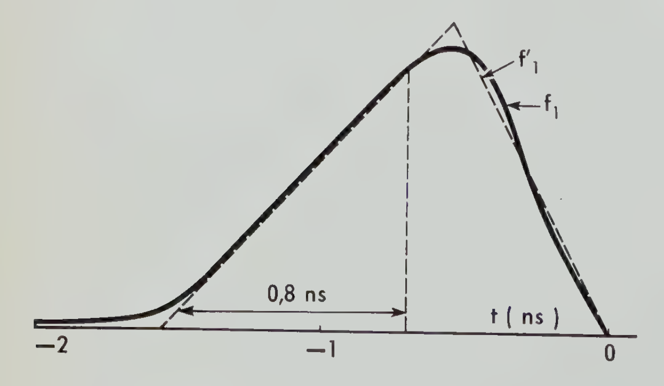


Fig. 16. *Loi d'arrivée des charges dans la tache de diffusion.*

L'hypothèse de proportionnalité énoncée plus haut s'écrit alors :

$$\begin{cases} \dfrac{t}{t_0} = \tau = -\dfrac{v}{v_0} \cos\theta \; ; \\ \dfrac{r}{r_0} = \rho = \dfrac{v}{v_0} \sin\theta \; ; \end{cases} \qquad \left(v_0^2 = \frac{2\,\varepsilon_0}{m}\right) \qquad (1)$$

θ étant l'angle compris entre la normale à la photocathode et la direction de la vitesse initiale considérée.

Lois de distribution des vitesses initiales.

Nous admettrons comme loi de répartition en direction la loi de Lambert (loi du cosinus).

Un grand nombre de formules, comportant les paramètres convenables, peuvent représenter approximativement les courbes expérimentales de répartition des énergies. Plusieurs auteurs ([9]) admettent une loi maxwellienne du type :

$$dn = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\, e^{-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}\, d\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) = 2\,\frac{v^3}{v_0^3}\, e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}\, d\left(\frac{v}{v_0}\right), \qquad (2)$$

qui a son maximum pour $\varepsilon = \varepsilon_0$. C'est également celle-ci que nous retiendrons, d'autant plus que, parmi les formules du type :

$$dn = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{n}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}}\, d\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right), \qquad \text{avec} \qquad n = 0,\ 1,\ 2,$$

c'est celle qui conduit aux calculs les plus simples.

La formule (2) représentera donc la distribution en énergie des électrons émis par la photocathode

([9]) *Voir parmi ces auteurs la référence* [9].

lorsqu'elle est éclairée ponctuellement par une *impulsion de Dirac*, de charge totale telle que l'émission dans la direction normale à la photocathode soit de 1 $C \cdot sr^{-1}$.

Courants dans la tache de diffusion.

Dans le cône creux élémentaire compris entre θ et $\theta + d\theta$, les vitesses comprises entre v et v + dv transportent la charge

$$dQ = 4\pi \frac{v^3}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \sin\theta \cdot \cos\theta \, d\left(\frac{v}{v_0}\right) d\theta . \qquad (3)$$

Faisons le changement de variables (1). On en tire :

$$\frac{v^2}{v_0^2} \sin\theta \cdot \cos\theta = -\rho\,\tau \ ;$$

et

$$\frac{v}{v_0} d\left(\frac{v}{v_0}\right) d\theta = -d\rho\, d\tau \ ;$$

l'expression (3) devient alors :

$$dQ = 4\pi\rho \; e^{-\rho^2} \; \tau \; e^{-\tau^2} \, d\rho \; d\tau . \qquad (4)$$

L'intégration de cette expression donne la charge totale : $Q = \pi$.

L'intensité dans la couronne de largeur dr est :

$$I = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{4\pi}{t_0} e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \frac{r}{r_0} e^{-\frac{t^2}{t_0^2}} \frac{t}{t_0} \frac{dr}{r_0} .$$

La densité de courant à la distance r du centre de la tache est :

$$J = \frac{I}{2\pi r dr} = -\frac{2}{r_0^2 t_0} e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \frac{t}{t_0} e^{-\frac{t^2}{t_0^2}} . \qquad (5)$$

La densité de charge totale reçue en un point et la densité de courant à un instant donné sont proportionnelles à :

$$e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} .$$

D'autre part, la loi d'arrivée des électrons en un point donné est la même que sur toute la tache c'est-à-dire proportionnelle à :

$$f_1 = -\frac{t}{t_0} e^{-\frac{t^2}{t_0^2}} .$$

(Mais le coefficient de proportionnalité varie).
La *figure* 16 représente cette fonction pour le tube 56 AVP lorsqu'on fait : $t_0 = 6 \cdot 10^{-10}$ s.

Nous admettrons qu'elle reste la même quel que soit le point d'émission : elle représenterait donc bien la réponse impulsionnelle de toute l'optique si toutes les autres causes de différences de temps de transit étaient supprimées.

Il est intéressant de connaître la proportion de la charge totale (π C) reçue dans un cercle de rayon $n\,r_0$:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{1}{\pi} \cdot 2\pi \int_0^{nr_0} \frac{r}{r_0} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} d\left(\frac{r}{r_0}\right) = \int_0^{n^2} e^{-u} du \ ;$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 1 - e^{-n^2} .$$

La *figure* 17 représente cette fonction : on voit que 90 % des électrons sont recueillis dans le cercle de rayon 1,5 r_0.

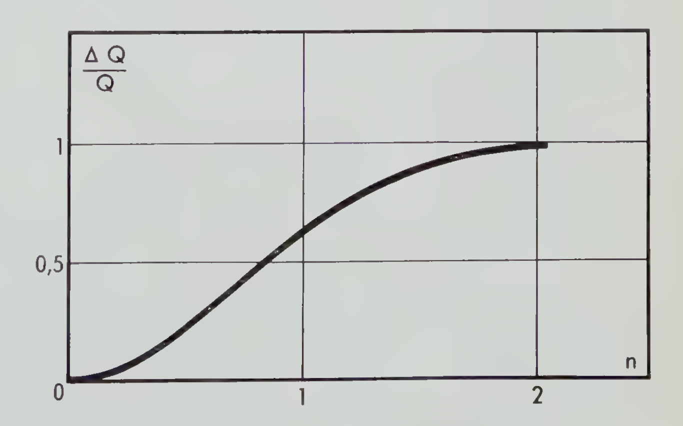


Fig. 17. *Tache de diffusion : fraction de la charge totale arrivant dans un cercle de rayon* nr_0.

Influence de l'inclinaison de la première dynode

Introduisons le fait que les électrons sont collectés sur un plan incliné à 45° environ sur l'axe de l'optique (*fig.* 18).

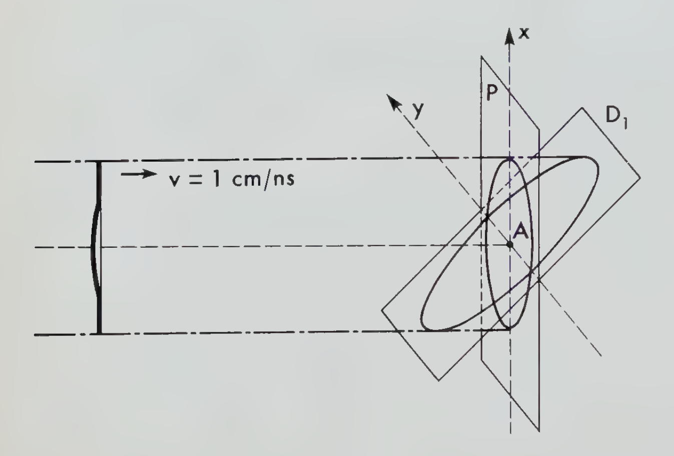


Fig. 18. *Arrivée d'une nappe mince sur D_1 inclinée à 45°.*

Considérons le pinceau issu du centre de la photocathode et le plan *P* normal à l'axe de l'optique au point A où celui-ci atteint D_1. Rapportons le plan *P* aux coordonnées x et y respectivement orthogonale et parallèle aux génératrices de D_1, l'origine étant en A, (en réalité, D_1 n'est pas un plan, mais une portion de cylindre). Supposons que D_1 reçoive une nappe d'électrons infiniment mince dans le sens de sa propagation (impulsion de Dirac) mais présentant dans son plan la même répartition de densité que celle de la tache de diffusion précédente, c'est-à-dire proportionnelle à :

$$e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} = e^{-\frac{x^2}{r_0^2}} \cdot e^{-\frac{y^2}{r_0^2}} .$$

La vitesse des électrons incidents étant d'environ 1 cm/ns, l'écart de parcours dû à l'inclinaison de D_1 introduit un écart de temps de transit d'environ 1 nanoseconde par centimètre d'écart d'impact. Prenons comme origine des temps l'instant d'arrivée de l'impulsion à l'origine des coordonnées x et y. Les électrons qui atteignent D_1 en un point d'abscisse x arriveront donc à l'instant $t = 10^{-9}\, x$. Le nombre de ceux qui arrivent entre x et x + dx est proportionnel à :

$$e^{-\frac{x^2}{r_0^2}}\, dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{r_0^2}}\, dy = C \cdot e^{-\frac{x^2}{r_0^2}}\, dx \;,$$

où C est une constante.

L'intensité sera donc proportionnelle à :

$$e^{-\left(\frac{10^9\, t}{r_0}\right)^2} \cdot \frac{dx}{dt} = 10^9\, e^{-\left(\frac{10^9\, t}{r_0}\right)^2} .$$

C'est une courbe de Gauss de largeur à mi-hauteur : $1{,}7 \cdot 10^{-9}\, r_0$ seconde, soit dans notre cas, avec $r_0 = 0{,}2$ cm : $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ s (*fig.* 19).

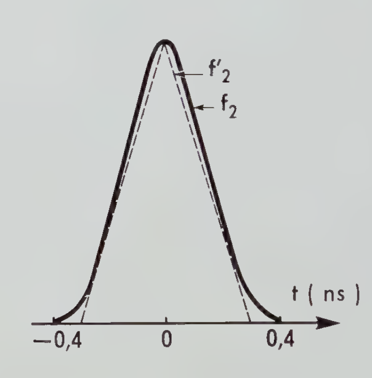


Fig. 19. *Loi d'arrivée des charges d'une nappe mince sur D_1 inclinée à 45°.*

Nous admettrons de nouveau que cette fonction, établie pour le pinceau axial, reste valable pour tous les pinceaux, cette approximation est justifiée du fait que cette fonction n'est qu'un terme correctif par rapport à la fonction f_1, comme on le verra plus loin.

Avec ces hypothèses, le produit de convolution $f_1 \star f_2$ donnerait donc la réponse impulsionnelle de l'optique à une excitation lumineuse ponctuelle en n'importe quel point, donc aussi à une excitation générale, si l'optique focalisait parfaitement et ne présentait pas d'écart centre-bord.

Supposons maintenant que le faisceau des rayons principaux ait, dans le plan de focalisation *P*, un diamètre fini : par exemple 0,1 cm, valeur raisonnable. L'écart de temps de transit maximum introduit par l'inclinaison de D_1 serait donc (voir ci-dessus) d'environ 10^{-10} s. Or, nous verrons qu'une fonction corrective correspondant à une largeur au pied de $7 \cdot 10^{-10}$ s n'affecte que très peu la fonction f_1 pour laquelle la largeur au pied est de l'ordre de $1{,}6 \cdot 10^{-9}$ s.

Nous négligerons donc ici cette cause d'écart de temps de transit, mais, dans un cas différent, on pourrait en tenir compte sous la forme d'une fonction f triangulaire de base égale à l'écart maximum introduit.

Influence de l'écart centre-bord

Supposons la photocathode éclairée uniformément par une impulsion de Dirac, les électrons émis sans vitesse initiale et recueillis sur le plan *P* ; prenons l'origine des temps à l'instant d'arrivée des électrons émis par le centre de la photocathode. L'instant d'arrivée des électrons émis en r est représenté par la loi du retard entre centre et bord :

$$t = t(r_c) .$$

Inversement, le point d'impact des électrons arrivant au temps t est :

$$r_c = r_c(t) ,$$

fonction inverse de la précédente.

Le nombre d'électrons émis entre r_c et $r_c + d r_c$ est proportionnel à $2\pi r_c d r_c$. L'intensité est donc proportionnelle à :

$$f_3 = 2\pi r_c(t) \frac{d r_c}{dt} = \pi \frac{d(r_c^2(t))}{dt} .$$

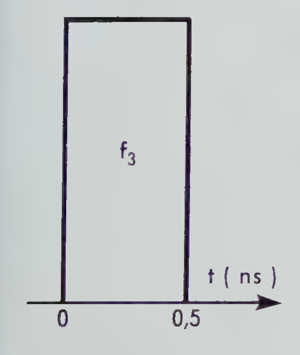


Fig. 20. *Loi d'arrivée sur D_1 des charges émises sans vitesse initiale sur la photocathode éclairée uniformément par une impulsion de Dirac.*

Si, conformément à ce que nous avons exposé, la fonction $t(r_c)$ est de la forme : $t = \alpha r_c^2$, la courbe f_3 correspondant à l'écart centre-bord est une courbe *carrée* de largeur égale à l'écart total centre-bord, soit 0,5 ns environ pour le 56 AVP (*fig.* 20).

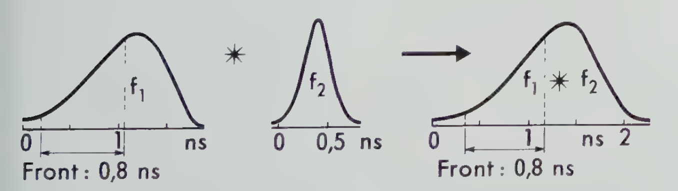


Fig. 21. *Réponse de l'optique d'entrée à un éclairement ponctuel.*

Réponse globale

Il reste donc à faire le produit de convolution $f_1 \star f_2 \star f_3$. Le calcul numérique pour le 56 AVP (*fig.* 22) a été fait en représentant approximativement f_1 et f_2 par des triangles f_1' et f_2' aussi voisins que possible et en utilisant les transformées de Laplace.

On voit d'abord la similitude entre $(f_1 \star f_2)$ (*fig.* 21) et la fonction f_1, ce qui justifie ce que nous disions plus haut (p. 28) ; on a ainsi obtenu la réponse à une excitation ponctuelle.

Mais, d'autre part, il apparaît que même la réponse globale est encore très voisine de f_1 et qu'elle a le même temps de montée (défini entre 10 % et 90 % du maximum).

L'effet des vitesses initiales normales est donc prépondérant et l'écart centre-bord ne fait qu'élargir légèrement l'impulsion.

Remarquons que, si on divise par k la valeur choisie pour l'énergie la plus probable ε_0, il revient au même de dilater dans le rapport $\sqrt{k}$ l'échelle des temps pour les réponses impulsionnelles liées aux vitesses initiales. Le temps de montée de l'impulsion correspondant à une excitation ponctuelle serait alors divisée par $\sqrt{k}$. L'influence relative de l'écart centre-bord sur la réponse globale serait par contre légèrement accrue, selon une loi qui ne s'exprime pas simplement en fonction de k.

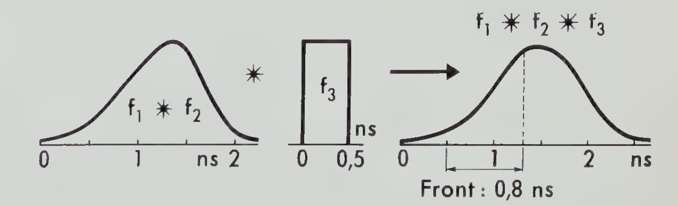


Fig. 22. *Réponse de l'optique d'entrée à un éclairement global.*

Bibliographie

1 G. PIETRI

Etude d'un photomultiplicateur destiné à la physique nucléaire.
BULL. INF. SCI. TECHN. C.E.A., n° 22, octobre 1958, pp. 2-9.

2 G. PIETRI

Aperçu de quelques problèmes rencontrés dans l'étude et la réalisation de photomultiplicateurs à réponse rapide.
LE VIDE, n° 86, mars-avril 1960, pp. 120-131.

3 G. WENDT

Etude de la première focalisation d'un photomultiplicateur pour comptage de scintillations.
ANN. RADIOÉLECTR., tome X, n° 42, octobre 1955, pp. 372-386.

4 G.A. MORTON

The Scintillation Counter.
ADVANCES IN ELECTRONICS (Ed. L. Marton), vol. IV, pp. 60-107.
ED. ACADEMIC PRESS, N.Y., 1952.

5 Y. KOECHLIN

Mesure de la rapidité de réponse du photomultiplicateur L.E.P. type 204.
BULL. INF. SCI. TECHN. C.E.A., n° 23, novembre 1958, pp. 2-10.

6 P. CACHON

Etude des caractéristiques locales des photomultiplicateurs.
ANN. TÉLÉCOMMUNIC., tome 15, n° 9-10, sept.-oct. 1960, pp. 220-251.

7 C. CERNIGOI, I. GABRIELLI and G. IERNETTI

Behaviour of Photomultipliers against Short Light Pulses.
NUCL. INSTR. METH., vol. 9, n° 3, décembre 1960, pp. 303-314.

8 J. RAJCHMAN

Le courant résiduel dans les multiplicateurs d'électrons électrostatiques.
Thèse, Genève, 1938.

9 G. WENDT

Sur le pouvoir séparateur du convertisseur d'images à champs homogènes électrostatique et magnétique.
ANN. RADIOÉLECTR., tome X, n° 39, janvier 1955, pp. 74-82.

Conception d'un photomultiplicateur à réponse rapide

M. Barbier

GROUPE DU SYNCHROTRON A PROTONS
C.E.R.N. - GENÈVE

Sommaire

On présente une étude théorique de la dispersion des temps de vol des électrons dans les photomultiplicateurs : elle provient, d'une part, des différences de longueur des trajectoires et, d'autre part, des écarts entre les vitesses initiales des électrons. On décrit des structures permettant d'égaliser les longueurs des trajectoires, et on montre que, grâce à l'emploi de grilles accélératrices qui obligent les électrons à parcourir une grande partie de leur trajectoire à leur vitesse maximum, il est possible de réduire la dispersion des temps de vol due aux différences de vitesses initiales. On peut ainsi réaliser des photomultiplicateurs dans lesquels la dispersion des temps de vol est inférieure à 10^{-10} seconde.



1. Introduction

Dans un photomultiplicateur (P.M.), la dispersion des temps de vol a une double origine :

1) Les photoélectrons quittent la photocathode avec des vitesses initiales différentes. Ces écarts de vitesses entraînent une limitation physique des performances du P.M.

2) Les trajectoires suivies par les électrons entre les deux extrémités du tube ont des longueurs différentes. Ces inégalités de trajets peuvent être réduites grâce à l'emploi, dans la structure du P.M., d'optiques électroniques convenables.

Nous nous proposons de définir la structure d'un photomultiplicateur dans lequel la dispersion des temps de vol de tous les électrons quittant la photocathode serait la plus faible possible. Dans les P.M. actuellement disponibles, cette dispersion est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9}$ seconde [1]. Nous indiquerons, dans cet article, les moyens qui permettent de la ramener à une valeur inférieure à 10^{-10} seconde.

[1] *Temps de montée ou largeur à mi-hauteur d'une impulsion de sortie correspondant à de nombreux photoélectrons émis simultanément par la photocathode.*

2. Dispersion des temps de vol due aux vitesses initiales

Ecarts de temps de vol

Considérons 2 électrons émis, avec des énergies différentes, perpendiculairement à une surface équipotentielle, et suivant une trajectoire qui se confond avec l'axe du système. Leur différence de temps de vol sera :

$$t_1 - t_2 = \sqrt{\frac{m}{2e}} \left(\int_{x=0}^{x=L} \frac{dx}{\sqrt{u}} - \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{u + u_0}} \right)$$

avec :

$u(x)$: potentiel le long de l'axe x ;

m : masse de l'électron ;

e : charge de l'électron ;

L : longueur de la section d'accélération ;

eu_0 : différence d'énergie des électrons à l'émission.

En multipliant numérateurs et dénominateurs par la dérivée $u'(x)$ et en intégrant par parties, il vient :

$$t_1 - t_2 = 2\sqrt{\frac{m}{2e}} \left[\left| \frac{\sqrt{u}}{u'} \right|_0^L - \int \sqrt{u}\, d\left(\frac{1}{u'}\right) - \left| \frac{\sqrt{u+u_0}}{u'} \right|_0^L + \int \sqrt{u+u_0}\, d\left(\frac{1}{u'}\right) \right].$$

A l'extrémité $x = L$ de la section d'accélération, u est grand par rapport à u_0 et on peut développer en série en supposant que u est nul au début de la section :

$$t_1 - t_2 = 2\sqrt{\frac{m}{2e}} \left[\frac{\sqrt{u_0}}{u'_0} - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{u_L}}{u'_L} \frac{u_0}{u_L} + \int (\sqrt{u+u_0} - \sqrt{u})\, d\left(\frac{1}{u'}\right) \right].$$

Le premier terme de l'expression entre crochets est de loin le plus grand.

Le second terme, qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} \frac{\sqrt{u_0}}{u'_L} \sqrt{\frac{u_0}{u_L}},$$

a une valeur faible car la quantité eu_0, différence d'énergie des électrons à l'émission, est petite par rapport à la quantité eu_L, énergie finale des électrons. Le champ en fin de course u'_L, égal au champ à l'extraction $u'_0 = E_0$ pour une section d'accélération à champ homogène, est supérieur à cette valeur pour des sections accélératrices constituées par des sphères concentriques ou des cylindres coaxiaux.

L'intégrale qui suit le second terme est nulle dans le cas du champ homogène puisque u' est constant, et elle est très petite dans les deux autres cas, comme on peut le vérifier (2). Les formules ne s'appliquent évidemment qu'à la partie accélératrice du champ et ne sont pas valables si un espace à potentiel constant suit le champ accélérateur ($u'_L = 0$).

Le résultat est donc que la dispersion du temps de vol est égale à :

$$\Delta t = 2 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{\sqrt{u_0}}{E_0} ,$$

pour deux électrons ayant une différence d'énergie eu_0 à l'émission lorsque le champ appliqué à la surface est E_0. Cette dispersion ne dépend pratiquement pas :

1) de la longueur de l'espace où est appliqué le potentiel ;

2) de la forme donnée au champ accélérateur.

Cette limitation physique à l'égalité des temps de vol dépend uniquement :

1) de la racine carrée de la différence d'énergie à l'éjection eu_0 (ou de la différence des vitesses initiales) ;

2) du champ E_0 régnant sur la surface émettant l'électron.

Conditions d'un bon isochronisme

On calcule aisément les valeurs du champ E_0 qu'il faut appliquer pour avoir une différence de temps de vol donnée pour une différence d'énergie de 1 électron-volt à l'émission :

E_0 ($V \cdot cm^{-1}$)	30	100	300	1 000	3 000	10 000
Δt (s)	10^{-9}	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-10}	$3 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	$3 \cdot 10^{-12}$

Les valeurs de Δt indiquées dans ce tableau sont à multiplier par la racine du nombre d'étages n. Celui-ci étant de l'ordre de 10, il faudra, pour obtenir une dispersion des temps de vol Δt inférieure à

$$\Delta t_{PM} < 10^{-10} \text{ s} ,$$

que le champ d'accélération sur chaque surface soit de l'ordre de

$$E_0 = 3\,000 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} ,$$

si l'on veut conserver une marge pour des dispersions de temps de vol provenant d'autres causes et ne devant pas dépasser les dispersions dues aux différences d'énergie des électrons à l'émission. Pour éviter toute fluctuation du temps de vol, ce champ doit être le même en tous points de la surface émettrice d'électrons ; un tel champ sera appliqué au moyen d'une grille placée le plus près possible de la surface émettrice, afin que son potentiel ne soit pas trop élevé.

Technologie préconisée

Si la photocathode est sphérique (forme convenable pour concentrer les électrons sur l'entrée du système de dynodes), elle peut être suivie d'une grille accélératrice sphérique constituée de fils parallèles. De même, chaque dynode du multiplicateur sera accompagnée d'une grille accélératrice disposée selon une surface qui lui est parallèle et voisine. La dispersion angulaire provoquée par une grille à fils parallèles est, dans un plan perpendiculaire aux fils :

$$tg\,\alpha = \frac{1}{4} \frac{a}{D} ,$$

où :

α est la déviation de l'électron qui s'écarte le plus de sa trajectoire (électron passant au voisinage immédiat d'un fil),

(2) G. Wendt : *Etude de la première focalisation d'un photomultiplicateur pour comptage de scintillations. Annales de radioélectricité, t. 10, nº 42, octobre 1955, pp. 372-386.*

a l'intervalle entre deux fils,

D la distance entre la grille et la plaque.

La différence de temps de vol entre un électron passant au voisinage d'un fil et un électron passant à mi-chemin entre deux fils est :

$$\Delta t = \frac{exp\left(-\pi\frac{2\rho}{a}\right)}{2\pi^2}\frac{a}{D}\frac{a}{\sqrt{\frac{-2e}{m}E_0 D}}$$

2ρ étant le diamètre du fil. La valeur de ce Δt est négligeable.

Il importe donc que le rapport $\frac{a}{D}$ soit le plus petit possible, et cela pour une transparence de grille la plus grande possible. Il y a intérêt, comme nous le verrons, à appliquer à la grille placée devant une dynode une tension égale à deux fois le potentiel pour lequel l'émission secondaire est maximum (c'est-à-dire deux fois 400 volts, soit 800 volts), ce qui nous conduit à choisir la valeur

$$D = 3 \text{ mm},$$

si l'on veut que E_0 soit égal à 3 $kV \cdot cm^{-1}$.
Pour déterminer le diamètre des fils et la distance qui les sépare, il faut tenir compte des dimensions de la cathode et des dynodes, et de l'élargissement du faisceau d'électrons dû aux vitesses initiales d'émission, après son passage dans une section d'accélération droite. En partant de la répartition de Maxwell pour les vitesses initiales des électrons et de la répartition de Lambert pour leurs directions d'émission, on peut calculer la distribution d'intensité à une distance donnée de la grille.

A l'émission, la répartition de courant s'écrit :

$$i = i_0 \int_{\sin\varphi = 0}^{1} \int_{\frac{u_e}{u_m}}^{\infty} \frac{u_e}{u_m} e^{-\frac{u_e}{u_m}} d\frac{u_e}{u_m} d(\sin\varphi)$$

où φ est l'angle d'émission (mesuré par rapport à la normale à la surface d'émission), $e\,u_e$ l'énergie d'émission, $e\,u_m$ l'énergie pour laquelle la répartition maxwellienne atteint son maximum. Soit x la direction de la normale au plan de la grille et y la direction, dans le plan de la grille, perpendiculaire aux fils de cette grille ; on a :

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_e = tg\,\varphi\ .$$

A l'émission, la composante de la vitesse de la particule suivant l'axe y s'écrit :

$$v_{ye} = \sqrt{\frac{-2e}{m} u_e} \sin\varphi$$

et la cote d'arrivée de la particule dans un plan situé à une distance L de la grille, dans l'espace sans champ au potentiel d'accélération u, est donnée par la relation :

$$y = v_{ye}\,(t_{\text{accélération}} + t_{\text{vol}}) = v_{ye}\frac{2D + L}{\sqrt{\frac{-2e}{m}u}}\ ;$$

$$= \left(\frac{2D + L}{\sqrt{u}}\right)\sqrt{u_e}\,\sin\varphi = K\sqrt{u_e}\,\sin\varphi\ .$$

En remplaçant dans l'intégrale de distribution la variable $\sin\varphi$ par y, et en tenant compte des valeurs aux limites convenables, ($\sin\varphi$ ne peut être supérieur à 1), on a :

$$i = i_0 \int_{y=0}^{\infty} \int_{\frac{u_e}{u_m} = \frac{y^2}{K^2 u_m}}^{\infty} \sqrt{\frac{u_e}{u_m}}\, e^{-\frac{u_e}{u_m}} d\frac{u_e}{u_m}\, d\frac{y}{K\sqrt{u_m}}\ .$$

L'intégration portant sur toutes les énergies initiales donne :

$$i = i_0 \int_{y=0}^{\infty} \left\{ \frac{y}{K\sqrt{u_m}} e^{-\frac{y^2}{K^2 u_m}} + \frac{\sqrt{\pi}}{2}\left[1 - \Phi\left(\frac{y}{K\sqrt{u_m}}\right)\right] \right\} d\frac{y}{K\sqrt{u_m}} = i_0 \int_{y=0}^{\infty} \frac{di}{i_0}\ ,$$

où Φ est l'intégrale de Gauss. On vérifie aisément que la valeur de l'intégrale globale est égale à 1, ce qui est nécessaire puisque i_0 représente le courant total.

La fonction $\frac{di}{i_0}$ de répartition du courant à l'arrivée

sur la dynode suivante est représentée sur la *figure* 1. Sa primitive

$$i(y) = i_0 \int_0^y \frac{di}{i_0} ,$$

donnant le courant contenu dans un cercle de diamètre 2 y, est tracée sur la *figure* 2. Pour

$$y = 1,5 \; K \sqrt{u_m} = 1,5 \sqrt{\frac{u_m}{u}} \; (2 \; D + L) ,$$

on recueille sur la dynode 94 % du courant total.

En prenant comme potentiel d'éjection d'un photoélectron $u_m = 0,1$ volt (3), comme angle d'émission moyen 45°, et avec D = 0,3 cm, L = 5 cm, u = 1 000 V, l'ordonnée (mesurée à partir de l'axe du tube) du photoélectron arrivant sur la première dynode est :

$$y_{PE} = 1,5 \sqrt{\frac{0,1}{1\,000}} \; 5,6 = 0,08 \text{ cm} .$$

Dans le cas d'un électron secondaire, on peut prendre : $u_m = 2$ volts, $L_s = 1$ cm et l'ordonnée de cet électron à son arrivée sur la deuxième dynode est :

$$y_{ES} = 1,5 \sqrt{\frac{2}{1\,000}} \; 1,6 = 0,11 \text{ cm} ,$$

(3) G. Wendt : *Sur le pouvoir séparateur du convertisseur d'images à champs homogènes électrostatique et magnétique ; Annales de Radioélectricité, t.* 10, *n°* 39, *janvier* 1955, *pp.* 74-82, et : *Etude de la première focalisation d'un photomultiplicateur pour comptage de scintillations ; Annales de Radioélectricité, t.* 10, *n°* 42, *octobre* 1955, *pp.* 372-386.

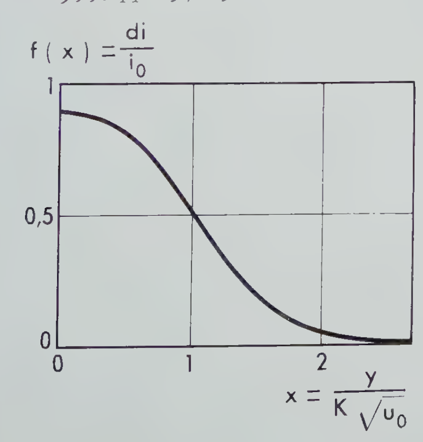


Fig. 1.

$$F(x) = \int f(x) \, dx = \frac{i(y)}{i_0}$$

Fig. 2

y_{ES} étant mesurée à partir du centre de la dynode. Au niveau de la grille placée devant la photocathode, la déviation latérale d'un électron doit être limitée à la valeur y_{PE} :

$$tg \; \alpha = \frac{y_{PE}}{L} = \frac{0,08}{5} = 0,016 ;$$

d'où :

$$\frac{a}{D} = 4 \; tg \; \alpha \leqslant 0,064 ; \quad D = 0,3 \text{ cm} ;$$

$$a = 0,06 \; D = 0,02 \text{ cm} .$$

Nous admettrons que la déviation latérale d'un électron secondaire doit être telle que :

$$tg \; \alpha = \frac{1}{2} \frac{y_{ES}}{L_s} = \frac{0,05}{1} ;$$

d'où :

$$\frac{a}{D} = 4 \; tg \; \alpha \leqslant 0,2 ; \quad a = 0,2 \times 0,3 = 0,06 \text{ cm} .$$

Si l'on utilise du fil de 5/100 mm de diamètre, la transparence des grilles de dynodes sera supérieure à 90 %. L'intervalle compris entre la grille et la photocathode peut être multiplié par 3 sans inconvénient et la valeur de a peut être portée à 0,6 cm. La largeur utile des plaques (partie des dynodes soumise à un champ extracteur) sera :

$$3 \; y_{ES} = 0,33 \text{ cm} ,$$

tandis que la largeur du faisceau d'arrivée des photoélectrons sera :

$$4 \; y_{PE} = 0,32 \text{ cm} .$$

3. Dispersion des temps de vol due aux différences de longueur existant entre les trajectoires

La focalisation des électrons entre deux étages successifs s'obtiendra en donnant une forme cylindrique aux plaques et aux grilles, le rayon du cylindre étant environ égal à la distance entre deux dynodes successives. Nous allons étudier le système de déviation permettant aux électrons de progresser de plaque en plaque. Il est évident que le champ de déviation doit introduire des différences de temps de vol aussi faibles que possible. Un champ qui traite toutes les trajectoires de la même manière sera donc idéal. Les trajectoires de particules de même vitesse initiale étant superposables par translation, un tel champ théorique est homogène.
On peut envisager une disposition des plaques, portées à des potentiels croissants, se faisant face sur deux rangées parallèles. La croissance du potentiel dans l'espace compris entre les deux rangées de dynodes est alors, en moyenne, linéaire.
La grille d'accélération sera placée devant chaque dynode, l'intervalle grille-dynode étant aussi faible que possible. L'électron accéléré, après avoir traversé la grille, est dévié par le champ, quasi homogène, vers la grille suivante qu'il traverse pour être ralenti avant d'arriver sur la dynode correspondante. Si u est le potentiel d'accélération et V le potentiel de grille à grille, V doit être choisi égal au potentiel pour lequel l'émission secondaire est maximum.

Pour des raisons de construction, il est commode de prendre comme potentiel d'accélération :

$$u = 2\ V\ .$$

On peut relier chaque grille à la dynode suivante de la même rangée. Les dimensions du système multiplicateur sont alors fixées par la relation :

$$\frac{b}{d} = \sqrt{\frac{V}{u}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ ,$$

b représentant la période de la structure et d la distance entre rangées.

Avec des plaques de 4 mm de largeur utile, et un espacement entre plaques sur la même rangée de 4 mm, on obtient une période de la structure de l'ordre de :

$$b < 1\ \text{cm}\ ,$$

et une distance entre rangées :

$$d < 1{,}4\ \text{cm}\ .$$

Le système collecteur

Afin que les fluctuations de temps de transit restent de l'ordre de 10^{-10} s, il est important que le courant soit recueilli sur une électrode ayant une faible capacité par rapport au reste du tube ; il faut donc que cette électrode ait de petites dimensions et qu'elle ne soit pas trop proche d'autres électrodes.
Les électrons en synchronisme atteignent une dynode sous incidence oblique. Pour permettre leur arrivée en synchronisme sur une surface perpendiculaire à leur direction de vol, on pourrait, après la dernière multiplication, redresser leurs trajectoires en fin de trajet, par un champ de déviation opposé au précédent. On ferme, pour cela, l'espace de déviation entre les deux rangées de plaques, par une grille inclinée, placée entre les extrémités des deux dernières plaques utilisées, et portée à un potentiel convenable. Les électrons traversent cette grille obliquement et rencontrent ensuite le champ de déviation inverse créé par des électrodes spécialement étudiées et portées à une tension convenable. Puis, les électrons traversent une " lentille", constituée d'un cylindre et de plaques maintenus à un potentiel convenable, qui assure leur concentration en un foyer où l'on place un disque dont le potentiel est positif par rapport à celui du cylindre (afin d'éviter que des électrons secondaires puissent s'échapper de ce disque).
Ce disque peut être fixé à l'extrémité du conducteur central d'un câble coaxial sortant du tube, la perle de verre destinée à assurer le scellement de la sortie étant placée sur le collecteur, pour éviter toute

réflexion d'onde. L'énergie de l'impulsion se propage entièrement dans le sens de la sortie du tube, le coaxial cessant à l'endroit du disque collecteur par interruption de son conducteur central. Dans le sens inverse, l'onde rencontre un guide cylindrique dont le diamètre peut être choisi assez petit pour que sa fréquence de coupure soit supérieure à la fréquence la plus élevée contenue dans l'impulsion ; en d'autres termes, ce guide ne pourra pas propager d'énergie.

Le multiplicateur

Nous choisirons $3 \cdot 10^7$ comme gain maximum du tube afin de pouvoir éventuellement utiliser le premier photoélectron d'une scintillation pour laquelle l'émission des photoélectrons est échelonnée sur un temps de décroissance qui peut être assez long. Trente millions d'électrons passant en $1{,}6 \cdot 10^{-10}$ s produisent un courant de 30 milliampères qui peut encore être recueilli dans le tube sans perte notable, à condition toutefois que les potentiels d'accélération soient de l'ordre de 1 500 V, la surface d'émission de l'ordre de 1 cm^2 et les distances à parcourir après accélération de l'ordre de 1 cm. Au-delà d'une densité de courant de $0{,}03\ A \cdot cm^{-2}$, la charge d'espace est telle que la répulsion mutuelle des électrons élargirait trop l'impulsion. Il sera donc nécessaire de réduire le gain du tube lorsqu'on disposera d'un certain nombre d'électrons émis simultanément ; cela peut se faire aisément en abaissant légèrement toutes les tensions appliquées.

On peut admettre un maximum de 10 pour l'émission secondaire de l'argent-magnésium vers 800 volts. Compte tenu de l'incidence oblique, de la transparence des grilles et des pertes éventuelles, il paraît raisonnable d'espérer par étage un gain de 8, la tension d'accélération des électrons étant notablement plus élevée que dans des tubes ordinaires. On arrive alors au chiffre de 10 étages environ.

La photocathode peut être constituée par un dépôt d'antimoniure de césium. Dans les convertisseurs d'images destinés à des applications militaires, on crée, au voisinage de telles cathodes, des champs de 10 $kV \cdot cm^{-1}$.

Les surfaces des plaques doivent pouvoir supporter des tensions de 3 $kV \cdot cm^{-1}$. La technologie des dydynodes doit être particulièrement soignée, afin d'éviter toute augmentation de champ à leur périphérie. Des essais à la cuve rhéographique montrent que le champ n'augmente pas de plus de 25 % aux bords d'un condensateur à plaques, lorsque ces bords sont munis de cylindres ayant un diamètre égal à la demi-distance des plaques. On devrait, dans notre cas, souder sur le pourtour des plaques des fils de 1,5 mm de diamètre. Les grilles à brins parallèles doivent pouvoir être montées sur des cadres formés d'un fil de ce diamètre et mis en forme par la suite, les brins se trouvant perpendiculaires aux génératrices du cylindre.

On doit adapter l'angle solide sous lequel arrivent les photoélectrons dans le système de dynodes à

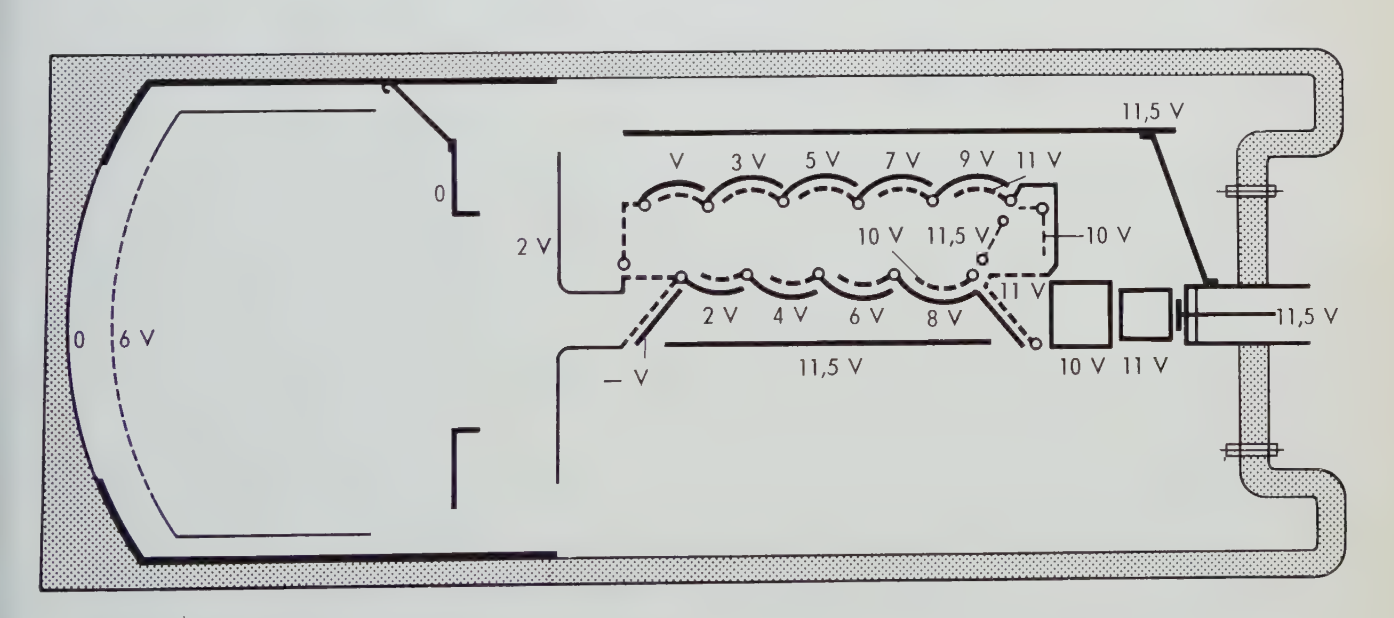


Fig. 3.

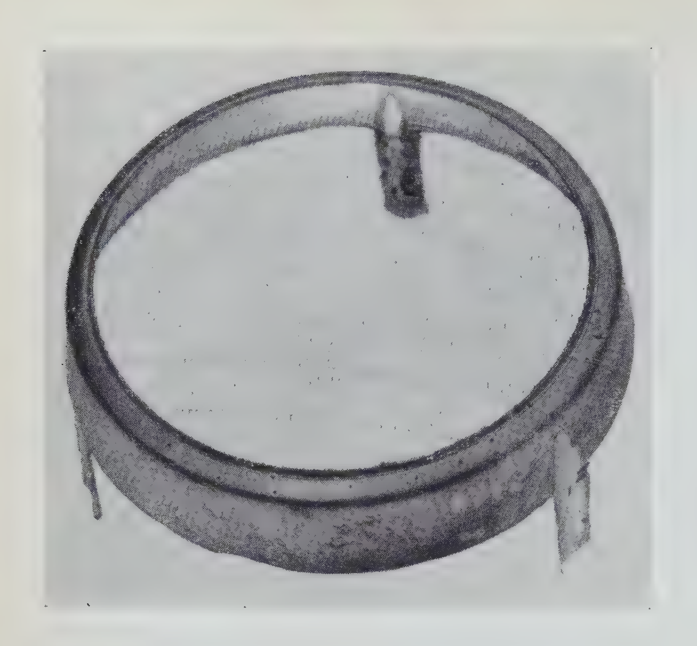


Fig. 4.

Grille accélératrice sphérique.

l'angle d'ouverture de celui-ci, qui est assez faible :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{b}{4d} = \frac{1}{4\sqrt{2}} = \frac{1}{6} \; .$$

Cette adaptation peut être réalisée au moyen d'une électrode à trou circulaire formant lentille, placée entre la grille d'accélération et l'entrée du multiplicateur, et qu'on portera à un potentiel approprié. On peut d'ailleurs placer les évaporateurs sur cette électrode.
Il importe de placer, à proximité des plaques multiplicatrices et parallèlement à elles, deux larges bandes de métal arrivant au conducteur extérieur du coaxial de sortie. On constitue ainsi entre chaque plaque et la terre, sans ligne inductive, une capacité de quelques picofarads qui fournit les charges nécessaires aux plaques qui doivent débiter le courant.

Le schéma d'une variante du photomultoplicateur que l'on vient de décrire est représenté sur la *figure* 3. La *figure* 4 donne une vue d'une grille destinée à être placée au voisinage de la photocathode.

Production industrielle des photomultiplicateurs

(technologie et mesures de contrôle)

E. Morilleau

CHEF DU SERVICE PHOTOÉLECTRICITÉ
LA RADIOTECHNIQUE - BRIVE

Sommaire

Les problèmes technologiques — choix des verres employés, activation de la photocathode, constitution du multiplicateur — jouent un rôle important dans la fabrication industrielle des photomultiplicateurs. Leur examen est suivi par la présentation de quelques mesures typiques qui permettent de contrôler la qualité de la production (sensibilité et homogénéité de la photocathode, sensibilité anodique, résolution des énergies, temps de transit des électrons). Des courbes statistiques illustrent les progrès réalisés en trois ans.



1. Introduction

La réalisation en usine des photomultiplicateurs présente quelques particularités qu'il est intéressant de développer. Cet exposé n'a pas l'ambition de définir tous les aspects de la fabrication, mais plutôt d'en traduire l'esprit.

Certains des problèmes rencontrés sont communs à tous les tubes électroniques :

— travail du verre ;
— solidité des soudures ;
— fixation mécanique ;
— résistance aux chocs et vibrations, etc,

mais nous verrons qu'il y a également lieu de faire face à des problèmes physico-chimiques qui mettent à contribution toute la sagacité des techniciens et des ingénieurs.
Dans ce domaine de la technique du vide, il en va des photomultiplicateurs comme des tubes électroniques spéciaux dont ne sont fabriqués que quelques exemplaires par an : on peut dire même que leur fabrication est sans doute le secteur où les enseignements de l'expérience jouent le plus grand rôle ; aussi, les statistiques et les corrélations entraîneront-elles des progrès et des améliorations. Elles ont permis, par ailleurs, de modifier des processus de laboratoire, pour en faire une activité industrielle dont le but est la production en série.

La main-d'œuvre, en usine, sera d'une qualité différente de celle utilisée par le laboratoire, mais l'ingénieur de fabrication bénéficiera en revanche d'un avantage appréciable : les travaux, par la répétition fréquente, revêtent un caractère de simplicité et de reproductibilité que l'on n'aurait même pas osé soupçonner au départ. Le fait est particulièrement remarquable en ce qui concerne l'activation des photocathodes.

Malgré cela, c'est au technicien qu'il appartient de trouver des modes opératoires qui soient à la fois assez aisés à définir et à reproduire. Bien qu'un résultat heureux, mais isolé, puisse parfois en résulter, il n'y a, normalement, rien à attendre de techniques basées sur le tour de main.

2. Technologie

Dans la fabrication d'un photomultiplicateur, nous retiendrons trois problèmes technologiques dont le rôle est prépondérant :

— la réalisation de l'enceinte de verre ;
— l'activation de la photocathode ;
— la constitution du multiplicateur.

L'enceinte de verre

Les applications des photomultiplicateurs étant principalement orientées vers les techniques nucléaires, il est nécessaire, dans la majorité des cas, d'obtenir un couplage optique optimum entre la fenêtre du photomultiplicateur et le scintillateur. Celui-ci présente une face de contact plane ; pour faciliter le couplage, la fenêtre du photomultiplicateur devra donc elle-même être plane et posséder de bonnes qualités optiques. C'est ainsi que dans certains types de photomultiplicateurs, tels que le 56 AVP, on a été amené, pour améliorer l'isochronisme des trajectoires dans l'optique d'entrée, à utiliser une glace frontale : la face interne, qui supporte la couche photoémissive, est concave, mais la face externe est toujours plane pour la raison que nous venons d'exposer. D'autres photomultiplicateurs de plus gros diamètres, tels que le 57 AVP et le 58 AVP, comportent, pour des raisons de simplifiaction technologique, des fenêtres frontales en forme de ménisque, mais ils sont livrés avec des adapteurs, pièces intermédiaires en plexiglas ou en verre, qui assurent un bon couplage optique avec le scintillateur.

Parmi les nombreux verres disponibles actuellement, notre choix s'est fixé sur un verre de la famille des borosilicates, le verre *B*-40 des verreries *Sovirel*, pour les raisons suivantes :

— étuvage possible à haute température ;
— bonne qualité optique, en particulier aucun noircissement et aucune dévitrification n'apparaissent pendant le travail au chalumeau (ce qui nous l'a fait préférer aux verres " molybdènes " du type *Mo* et *Mo2A*) ;
— aucune attaque chimique par les vapeurs de césium à la haute température nécessaire à l'activation des photocathodes ;
— les embases, réalisées selon la technique du " verre poudré ", nécessitent l'utilisation de tiges de tungstène qui traversent l'embase. Cela ne saurait être considéré comme un inconvénient, car il est maintenant possible d'obtenir avec le

verre B-40 des liaisons tungstène-verre présentant une excellente " étanchéité au vide ".

Signalons que, pour la réalisation de certains tubes photomultiplicateurs du type UVP, il sera nécessaire de remplacer la fenêtre de verre par une fenêtre de silice, afin d'assurer une sensibilité photoélectrique convenable dans la région ultraviolette du spectre. Les courbes de la *figure* 1 indiquent, pour différents matériaux, les variations du facteur de transmission optique en fonction de la longueur d'onde de la lumière. Il faut savoir, en effet, que la limite de sensibilité de la photocathode vers les courtes longueurs d'onde du spectre est fortement influencée par la nature de la fenêtre du photomultiplicateur sur laquelle est réalisée la couche photosensible.

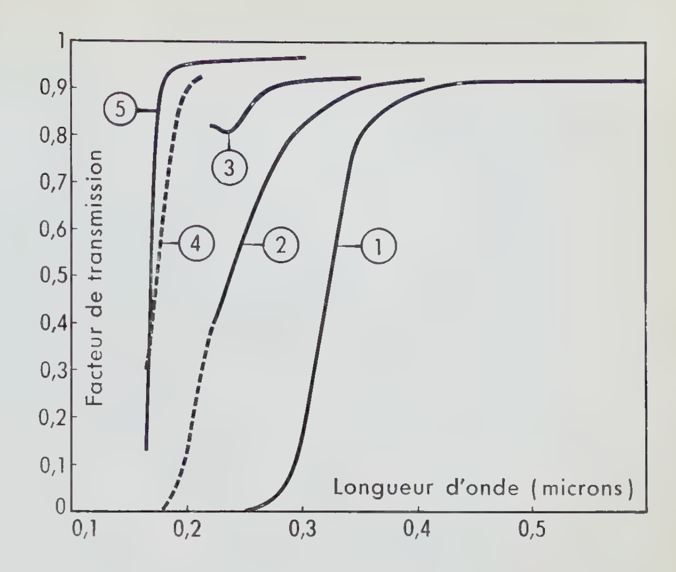


Fig. 1. *Courbes de transmission de différents matériaux utilisés pour réaliser la fenêtre du photomultiplicateur.*

courbe 1 : lame de verre B-40 (épaisseur 2 mm).
courbe 2 : verre Corning 9741.
courbe 3 : disque de quartz (épaisseur 2 mm).
courbe 4 : Suprasil.
courbe 5 : Spectrosil OS.

L'activation de la photocathode

Les photocathodes semi-transparentes les plus courantes fabriquées industriellement sont soit du type Cs_3Sb (antimoniure de césium), soit du type césium-argent oxydé. Nous n'insisterons pas sur les caractéristiques très classiques de ces couches photoémissives. La fabrication industrielle permet actuellement d'obtenir de très bons résultats quant à :

— la sensibilité globale ;
— l'homogénéité de cette sensibilité en chaque point de la surface utile.

Compte tenu des quantités infinitésimales des constituants chimiques entrant dans la réalisation des couches photoélectriques de bonne sensibilité, leur dosage sous vide devra être minutieusement opéré. Ainsi, la couche semi-transparente photoémissive Cs_3Sb que nous formons sur la fenêtre frontale de nos photomultiplicateurs présente une épaisseur d'environ 400 Å et nécessite les quantités stoechiométriques suivantes (1) :

Antimoine $8\ \mu g/cm^2$

Césium $25\ \mu g/cm^2$.

Ces chiffres révèlent à quelle rigoureuse précision il est indispensable d'atteindre. Des précautions spéciales devront également être prises au cours de l'opération de distillation contrôlée du césium nécessaire à la formation d'une bonne photocathode, car il est bien difficile d'éviter que la structure multiplicatrice soit elle-même sensibilisée par les vapeurs de césium.

Le multiplicateur

Notre choix s'est porté sur les multiplicateurs en " cascade " opaque du type signalé par RAJCHMAN. Le matériau utilisé est un alliage d'argent-magnésium spécialement traité pour obtenir un coefficient d'émission secondaire à la fois important et stable, de l'ordre de 4, pour une tension d'accélération d'environ 140 volts par étage de multiplication. Ces résultats n'ont pu être atteints qu'en demandant au fournisseur de garantir tant la composition de l'alliage que son état de surface, car il doit être parfaitement poli. Des analyses spectrographiques nous permettent de surveiller la qualité de cette fourniture. Malgré toutes ces précautions, auxquelles nous ajoutons celle d'un stockage sous vide, et bien que le plus grand soin soit apporté à la manipulation comme à l'usinage, les rendements de fabrications ne sont malheureusement pas suffisants pour faire de ces tubes électroniques un produit " bon marché ". Et cela, à plus forte raison, parce que les applications sont orientées sur les types de *hautes performances*.

(1) G. MARANDAS : *La couche photoémissive antimoine-césium. Etude de technologie industrielle. Thèse C.N.A.M. Paris*, 1958.

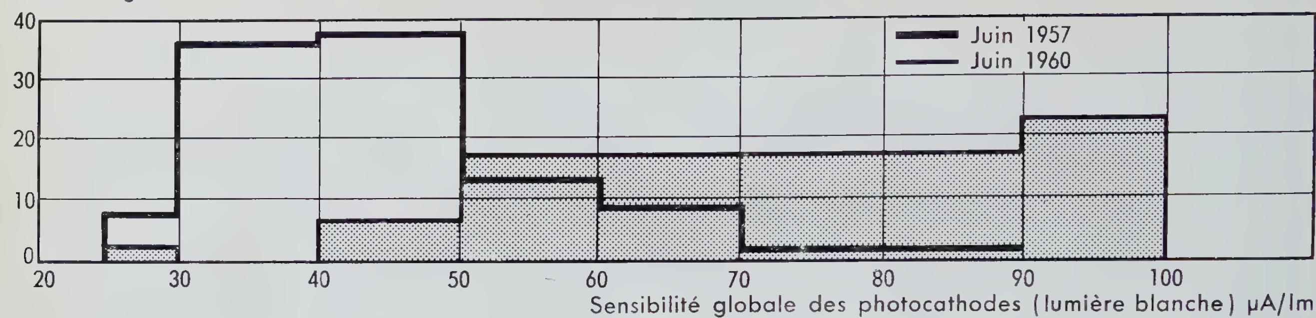


Fig. 2. Comparaison des statistiques concernant la sensibilité globale des photocathodes réalisées en juin 1957 et en juin 1960 (nombre de tubes examinés : 400).

3. Mesures

Dans l'ensemble, les mesures peuvent se diviser en deux groupes : mesures statiques et mesures dynamiques.

Les mesures statiques

Pour chaque tube, on établit une fiche de caractéristiques donnant :

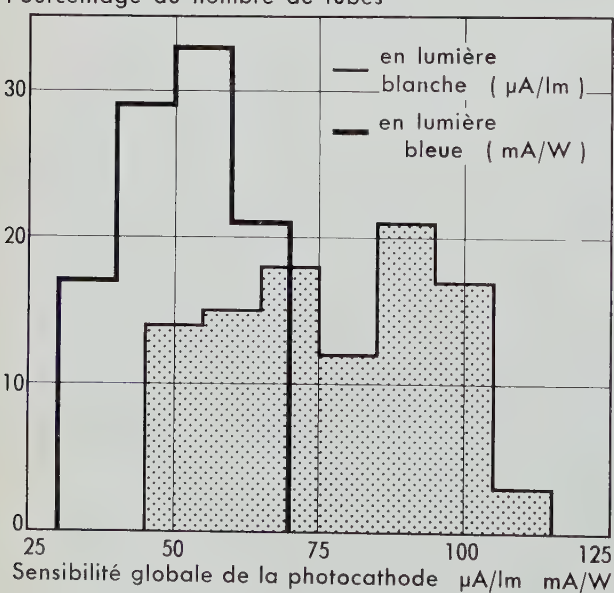


Fig. 3. Courbes statistiques de sensibilité globale de la photocathode, en lumière blanche et en lumière bleue, pour un lot de 100 tubes du type 56 AVP.

— la *sensibilité globale en lumière blanche* de la photocathode (σ_k); elle s'exprime en microampères par lumen. Pour la photocathode à l'antimoniure de césium, la valeur moyenne obtenue est de 60 µA/lm. Les courbes statistiques de la *figure* 2 montrent les progrès réalisés en trois ans dans la fabrication des photocathodes.

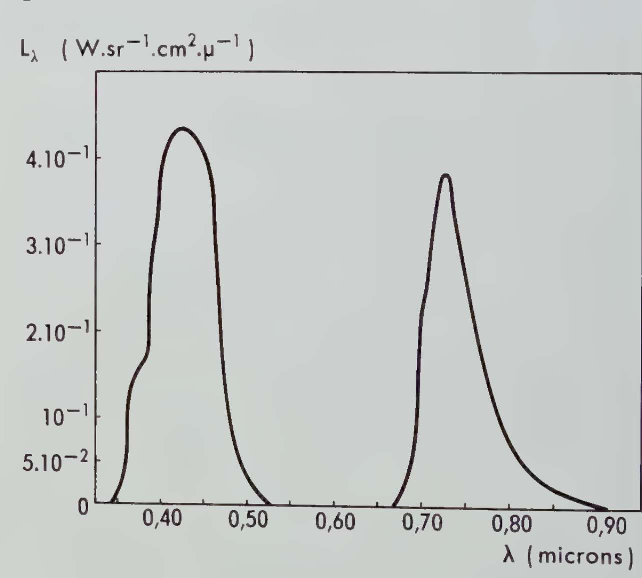


Fig. 4. Courbe de luminance spectrale du faisceau de lumière bleue utilisé.

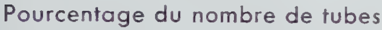
— la *sensibilité globale en lumière bleue* (elle s'exprime en unités énergétiques : milliampères par watt). Toujours pour le même type de photocathodes, la valeur moyenne obtenue est de 50 mA/W. Les courbes de la *figure* 3 montrent la répartition des résultats obtenus en lumière blanche et en lumière

bleue sur un lot de 100 tubes du type 56 AVP. La connaissance de la valeur de cette sensibilité photoélectrique pour la partie bleue du spectre peut être très utile pour l'application au comptage à scintillations utilisant des scintillateurs dont l'émission principale de lumière est située vers une longueur d'onde de 4 450 Å. La *figure* 4 reproduit la courbe de luminance spectrale L_λ du faisceau de lumière bleue reçu par la photocathode à mesurer. Cette lumière bleue est obtenue en plaçant un filtre bleu entre la photocathode et une source de lumière blanche à filament de tungstène (température de couleur : 2 855 °K). Le seuil de sensibilité de la couche Cs_3Sb se situant à 0,65 μ, la composante rouge n'intervient pas dans la mesure.

— la *sensibilité anodique* Σ_A qui s'exprime en ampères par lumen. Elle est égale au produit de la sensibilité globale de la photocathode (en lumière blanche) par le gain du photomultiplicateur. Rappelons que le gain est une fonction exponentielle du coefficient d'émission secondaire δ par étage :

$$G = \delta^n ,$$

où n est le nombre de dynodes du multiplicateur. Les courbes statistiques des *figures* 5 et 6 montrent clairement l'amélioration obtenue dans la fabrication des photomultiplicateurs entre juin 1957 et juin 1960.



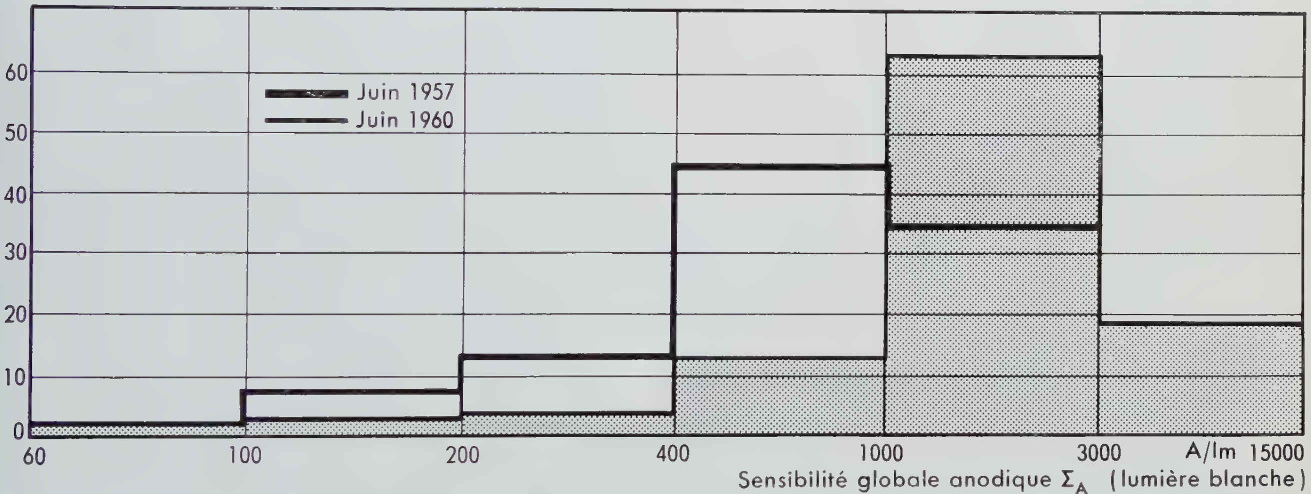


Fig. 5. *Comparaison des statistiques concernant la sensibilité globale anodique des tubes réalisés en juin 1957 et en juin 1960 (nombre de tubes examinés : 400).*

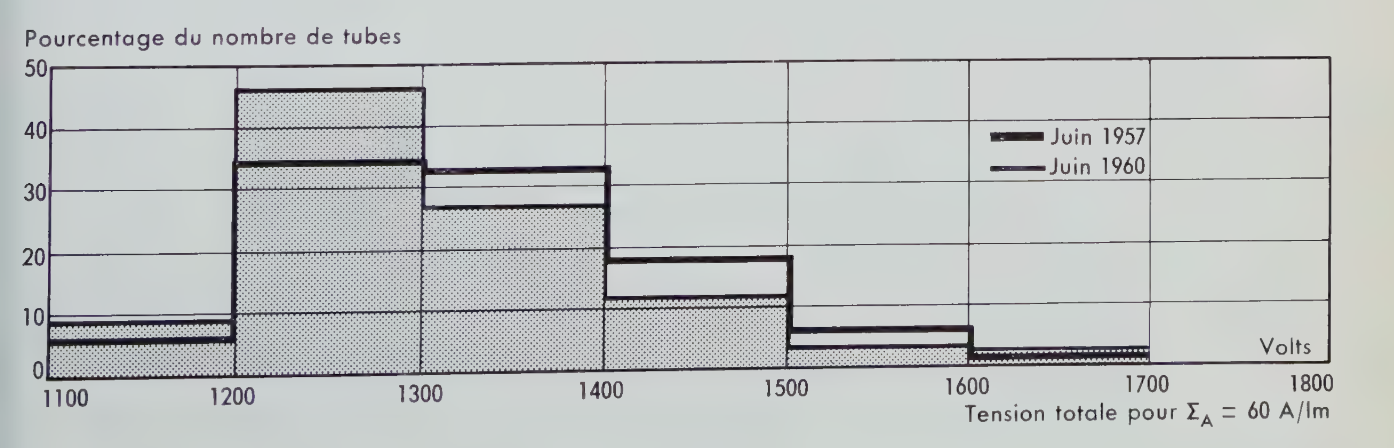


Fig. 6. *Courbes statistiques concernant la tension totale qui doit être appliquée aux photomultiplicateurs pour obtenir une sensibilité globale anodique de 60 A/lm (nombre de tubes examinés : 400).*

— le *courant d'obscurité* (I_0). C'est le courant continu résiduel qui se manifeste dans les photomultiplicateurs lorsque les tubes, mis sous tension, sont placés dans l'obscurité.
Ce courant, très faible, s'exprime en nanoampères.

Si l'on veut déterminer la valeur limite du plus faible signal lumineux décelable par le photomultiplicateur, il est utile d'évaluer, à partir du courant d'obscurité, le courant équivalent ramené à la photocathode $\left(\frac{I_0}{G}\right)$. Ce dernier est de l'ordre de quelques 10^{-15} A/cm^2. Connaissant la valeur de ce courant ainsi que la sensibilité globale de la photocathode, nous en tirerons le signal lumineux minimum perceptible :

$$s = 1 \text{ lumen} \times \frac{I_0}{\sigma K \times G} .$$

— l'*homogénéité de la photocathode.* Un appareillage simple (²) permet d'explorer la photocathode au moyen d'une tache lumineuse de faibles dimensions, qui balaie successivement plusieurs diamètres, et de faire apparaître sur l'écran d'un oscilloscope les courbes de sensibilité correspondant aux diamètres explorés (*fig.* 7).
— la *capacité interélectrodes.* Ces mesures ne sont faites que sur des échantillons prélevés sur l'ensemble de la fabrication ; outre que la connaissance de leur valeur est nécessaire pour définir les circuits

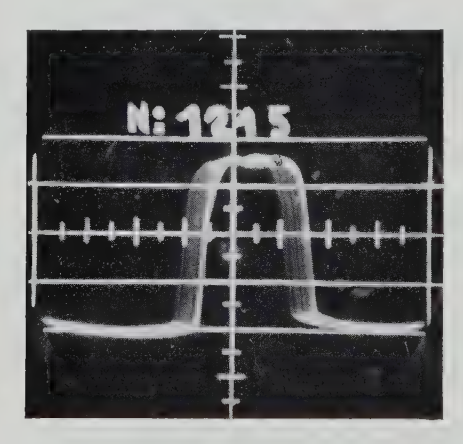


Fig. 7. *Oscillogramme indiquant la sensibilité d'une photocathode explorée suivant plusieurs diamètres.*

d'utilisation, elles apportent une indication sur la bonne reproductibilité des montages des électrodes. Ces mesures statiques, notées pour chaque tube, sont réalisées sur des bancs de mesures comme celui de la *figure* 8.



Fig. 8. *Banc de mesures utilisé pour déterminer les caractéristiques statiques des photomultiplicateurs.*

Mesures dynamiques

Ayant pour objet d'une part de sélectionner, à la demande de certains clients, des photomultiplicateurs destinés à une application particulière et, d'autre part, d'après les résultats constatés, de créer de nouveaux tubes spécialement conçus en vue de certaines applications, ces mesures concernent :

— la résolution des énergies ;
— le temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur.

(²) G. Piétri et C. Arvin : *Appareillage de mesure de la sensibilité locale des photomultiplicateurs, Journal de physique et le Radium, Supplément au nº* 12, *t.* 19, *déc.* 1958, *pp.* 154*A* - 159*A*.

Résolution des énergies.

Une application très importante des photomultiplicateurs en physique nucléaire étant la " spectrogammamétrie ", nous avons été amenés à sélectionner nos photomultiplicateurs en adoptant pour critère le " facteur de résolution ".
Ce facteur peut être défini comme étant le rapport, exprimé en " pour cent ", de la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique du rayonnement gamma de 661 keV d'une source de césium 137, à l'énergie de cette radiation :

$$R = \frac{\Delta E}{E} .$$

Bien que nous sachions que cette caractéristique est influencée, en ne considérant que le photomultiplicateur, par des facteurs tels que :

— la sensibilité, l'uniformité, la réponse spectrale de la photocathode,
— l'efficacité de collection des dynodes et, plus particulièrement, de la première de celles-ci,

il s'est révélé nécessaire d'explorer plus efficacement chacune de ces caractéristiques sur un grand nombre d'échantillons, afin de déduire de ces investigations des règles sur lesquelles on pourra se fonder pour réaliser un photomultiplicateur destiné à la mesure des spectres d'énergies nucléaires. C'est dans ce dessein que cette mesure de sélection, à l'origine uniquement pratiquée dans les laboratoires, fait maintenant partie des mesures " industrielles " auxquelles procède l'usine de fabrication. Elle porte actuellement surtout sur les photomultiplicateurs Dario 53 AVP, ainsi que sur les nouveaux tubes en développement, tels que le 153 AVP et le 59 AVP.



Fig. 9. Sonde à scintillations à 8 positions utilisée pour les mesures de résolution.

Le phénomène de scintillations, créé dans un cristal d'iodure de sodium activé au thalium (NaI (Tl)) par une source radioactive de césium 137 (pic photoélectrique à 661 keV) jumelée à une source de mercure 203 (deux pics photoélectriques à 77 keV et 279 keV), est analysé à l'aide d'un spectrographe gamma à un canal mobile, comportant les éléments suivants :

— une sonde à scintillations à 8 positions (*fig.* 9) réalisée par M. Constans, dans le Laboratoire d'Applications de *La Radiotechnique* ;

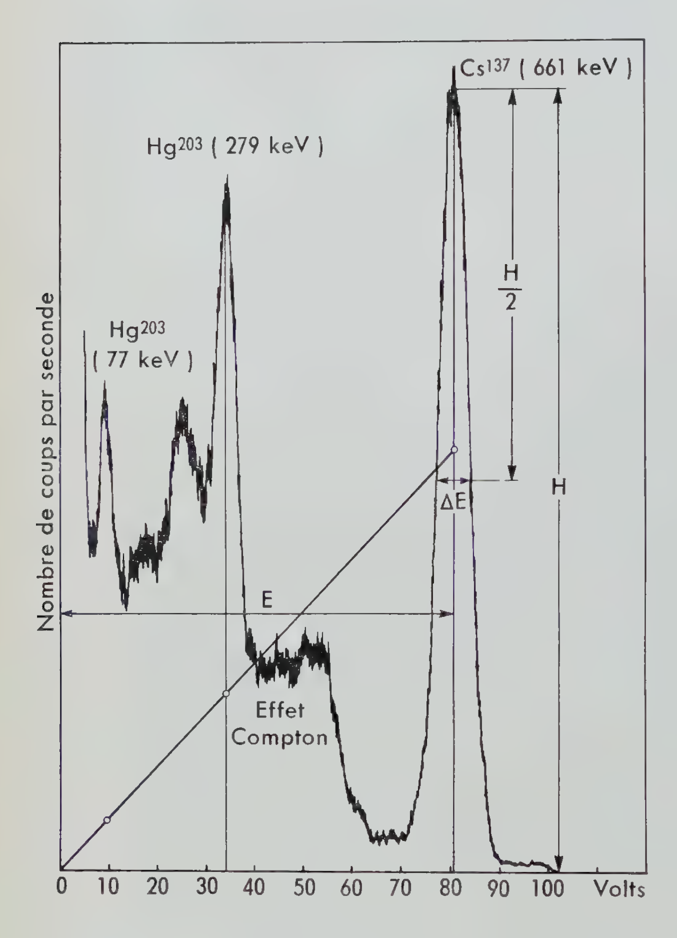


Fig. 10. *Spectre de Cs^{137} et Hg^{203} fourni par une sonde à scintillations munie d'un photomultiplicateur 153 AVP.*

— une source d'alimentation à très haute tension réglable ;

— une chaîne amplificatrice constituée d'un préamplificateur de gain 10, incorporé au détecteur, et d'un amplificateur de gain 100 ;

— un sélecteur à un canal mobile, la largeur du canal pouvant être réglée d'une façon continue entre 0,5 et 15 volts ;

— un enregistreur mécanique.

La *figure* 10 reproduit un des spectres enregistrés.

La résolution

$$R = \frac{\Delta E}{E} = 8,5\ \%\ ,$$

relevée sur ce spectre, correspond à une valeur acceptable du pouvoir de résolution des photomultiplicateurs 53 AVP sélectionnés, la valeur moyenne obtenue est de 8 %.

Afin de limiter les causes d'erreurs dues à des défauts du scintillateur, le cristal NaI (Tl) avait été choisi parmi ceux dont la qualité permet l'emploi en spectrométrie.

Pour que cette mesure du pouvoir de résolution présente une signification, il faut que la linéarité de la courbe de réponse du photomultiplicateur soit conservée pendant toute la durée de l'essai. Afin de s'assurer que cette condition est remplie, on détermine sur le spectrogramme trois points obtenus en portant sur les verticales passant par les abscisses des trois pics (77 keV, 279 keV et 661 keV) des segments dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie de ces pics. En joignant les extrémités supérieures des trois segments, on doit obtenir une ligne droite.

Dispersion des temps de transit.

Un appareillage, mis au point par les *Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée*, permet d'évaluer les fluctuations du temps de transit des électrons dans un photomultiplicateur. Un signal lumineux dont le front de montée est inférieur à $5 \cdot 10^{-10}$ seconde excite la photocathode et permet de mesurer :

— le temps de transit global des électrons dans le tube ;

— les écarts de temps de transit entre différentes trajectoires électroniques dans l'optique d'entrée.

Fig. 11. *Cuve rhéographique utilisée pour l'étude des optiques électroniques (tracé des cartes de potentiels).*

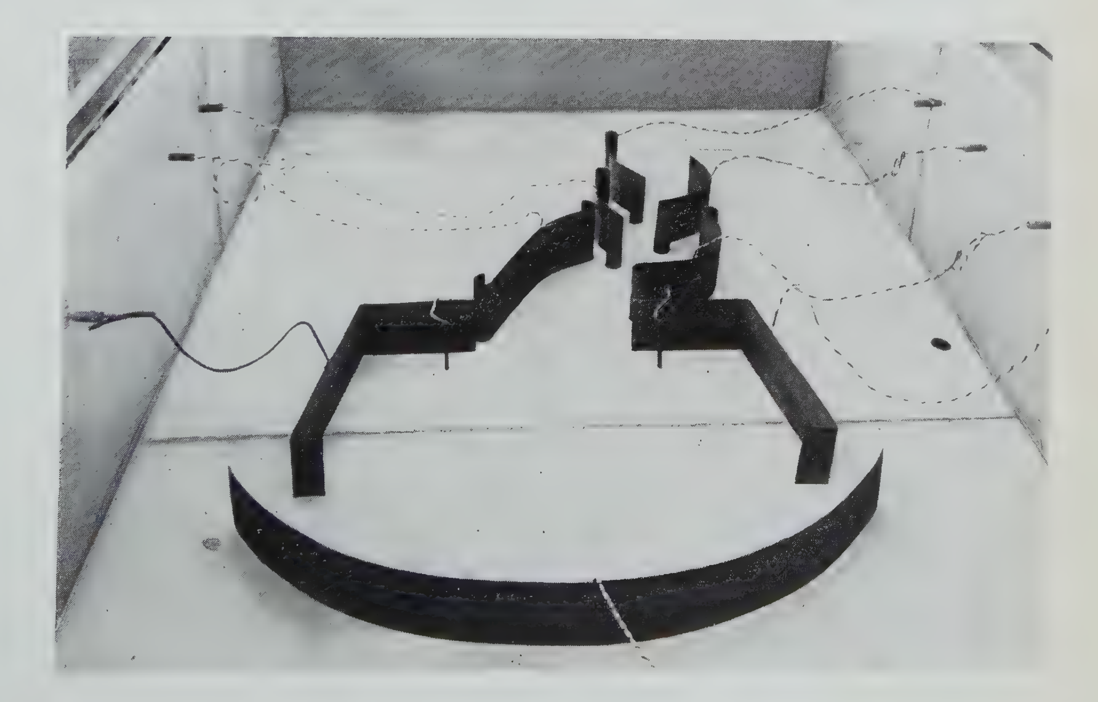


Fig. 12. *Disposition des électrodes d'un photomultiplicateur dans une cuve rhéographique.*

4. Tubes en développement

Le photomultiplicateur étant principalement utilisé dans les techniques et dans les mesures de physique nucléaire, il est rapidement apparu au fabricant de photomultiplicateurs la nécessité d'étudier et de développer des tubes nouveaux dont les caractéristiques répondent aux désirs des physiciens.

Nous avons créé, pour compléter le secteur fabrication, un groupe d'Etudes et de Développement, dont le programme actuel porte sur les points suivants :

1) Réalisation d'un photomultiplicateur à faible bruit, en vue de son application à la " carbotrimétrie". La réalisation de ce tube implique l'emploi de nouveaux matériaux qui soient exempts d'impuretés constituant des sources de bruit (verre sans potassium, etc.).

2) Réalisation de nouvelles photocathodes :

— photocathodes à faible bruit ;
— photocathodes trialcalines.

3) Etudes des qualités que doit posséder un photomultiplicateur pour qu'il soit spécialement adapté à la spectrogammamétrie.

4) Etude et développement d'un tube de 75 mm de diamètre (59 AVP) destiné aux applications de comptage de scintillations et à la spectrogammamétrie. La photocathode a un diamètre utile de 63,5 mm.

Les études d'optique électronique sont faites à la cuve rhéographique (*fig.* 11 et 12) et les résultats sont vérifiés sur des maquettes avec cibles luminescentes. Quelques prototypes de tubes réalisés sont représentés *figure* 13.



Fig. 13. *Prototypes du photomultiplicateur 59 AVP.*

5) Etude et développement d'un tube de physique dont les caractéristiques sont voisines de celles du tube 58 AVP. La photocathode de ce nouveau P.M. (*fig.* 14 et 15) a un diamètre de 200 mm.

6) Etude et développement d'un photomultiplicateur de faible diamètre (⩽ 19 mm) principalement destiné à équiper des sondes à scintillations ultra-légères pour les applications biologiques et médicales, et prévu également pour être utilisé dans les sondages du sous-sol, dans les canaux des piles atomiques expérimentales et dans certains montages de physique où un faible encombrement du détecteur est primordial.

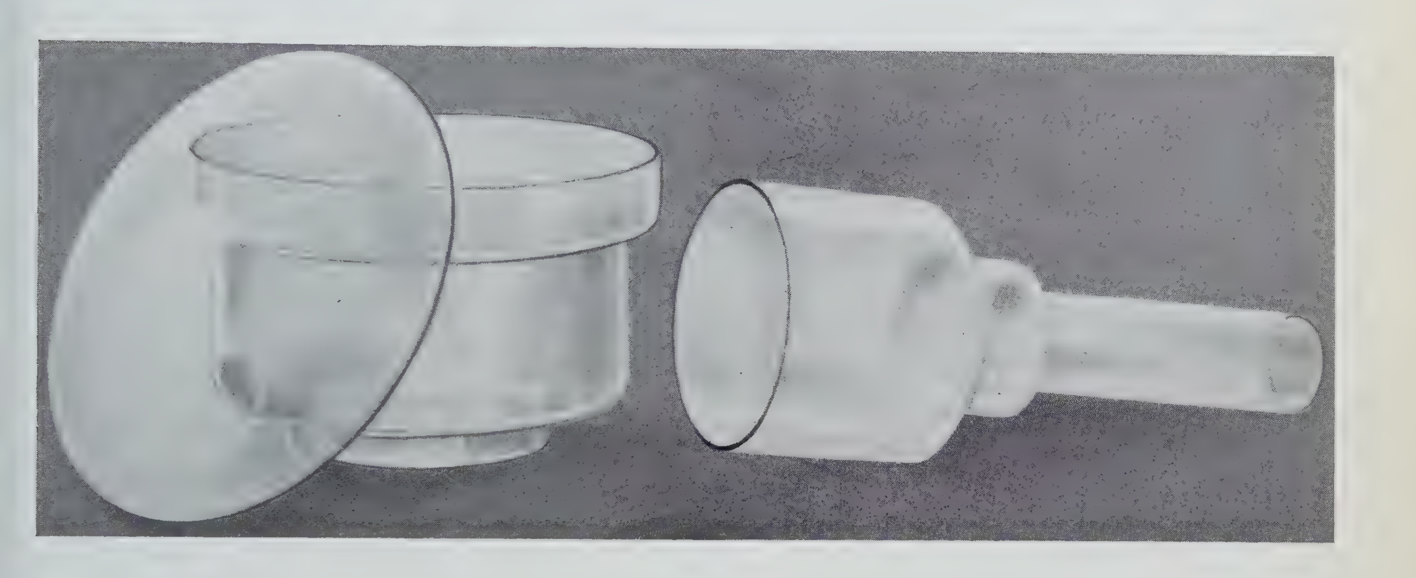


Fig. 14. *Eléments de l'enceinte de verre d'un photomultiplicateur de physique. (Type 60 AVP)*

Le but était aussi de chercher à réaliser un tube dont les caractéristiques électriques soient très voisines de celles du 51 AVP. Eu égard aux dimensions internes de l'enceinte de verre, la réduction homothétique des dynodes normalement utilisées dans

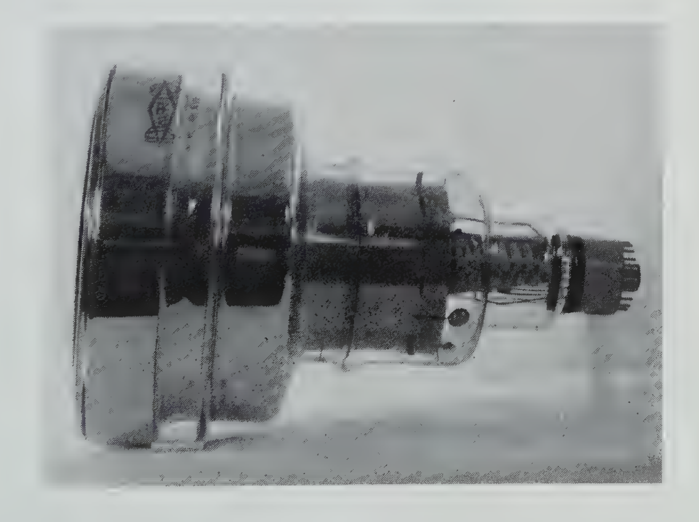


Fig. 15. *Prototype d'un photomultiplicateur de physique. (Document Radiotechnique).*

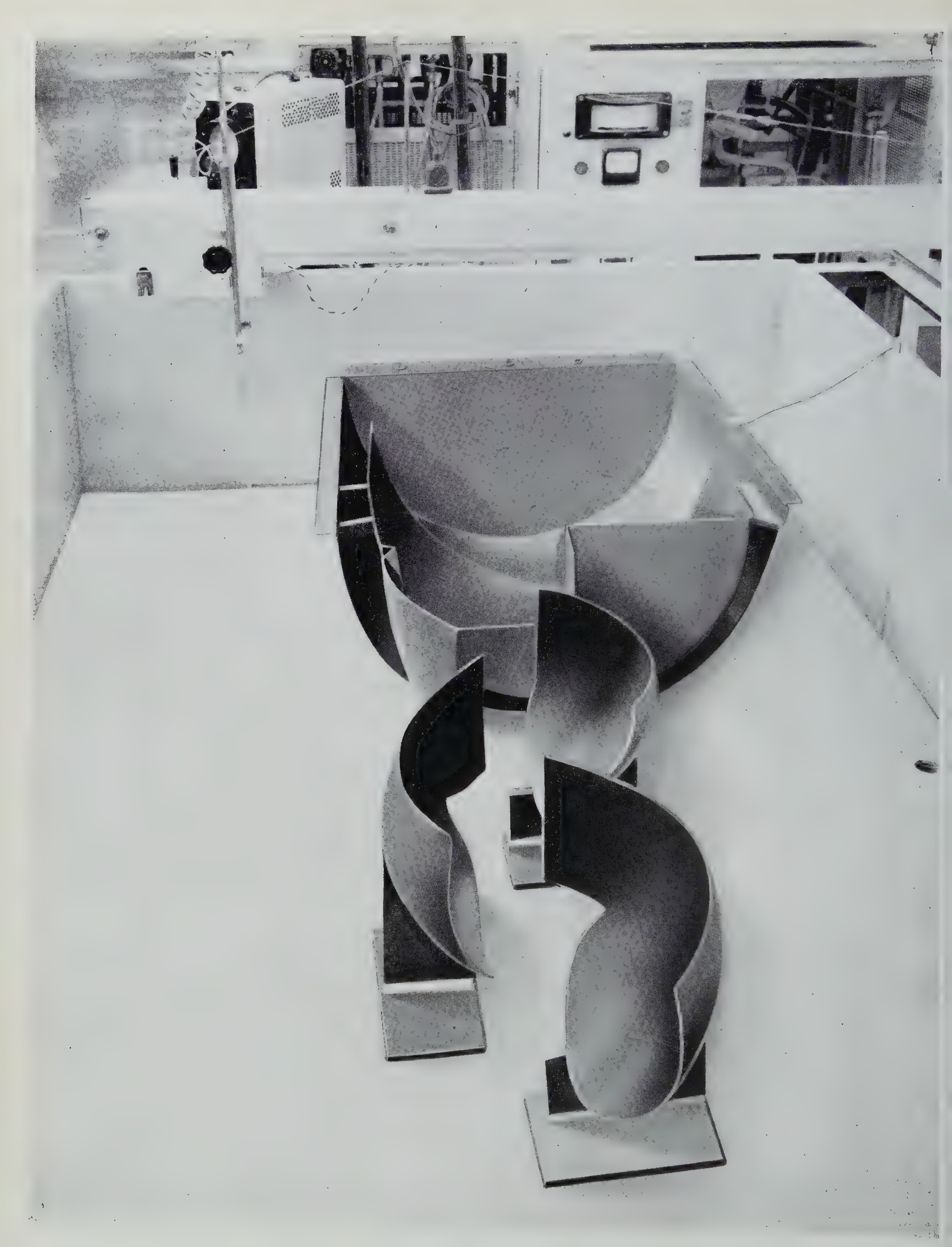


Fig. 16. *Disposition des électrodes du photomultiplicateur 152 AVP dans la cuve rhéographique.*

le 51 AVP n'était pas possible. Il était intéressant de donner des dimensions raisonnables au multiplicateur, afin de profiter d'une surface utile relativement importante.
Dans ce cas, en conservant le principe du multiplicateur 51 AVP, les effets de bord deviennent nuisibles au fonctionnement du tube, par suite de la défocalisation latérale du faisceau d'électrons secondaires.

Après une étude des électrodes à la cuve rhéographique (*fig.* 16), on a adopté pour le photomultiplicateur de faible diamètre (type 152 AVP) une structure de conception nouvelle (*fig.* 17) dont le montage particulièrement robuste des électrodes constitue l'une des caractéristiques.

Nous ne voudrions pas terminer cet article sans citer les ingénieurs qui ont participé à la réalisation de ces tubes, Messieurs J. Marchet, G. Marandas, R. Petit, et sans remercier les ingénieurs et physiciens du *C.E.A.* dont les conseils et les suggestions ont constitué pour nous une assistance et un encouragement précieux.

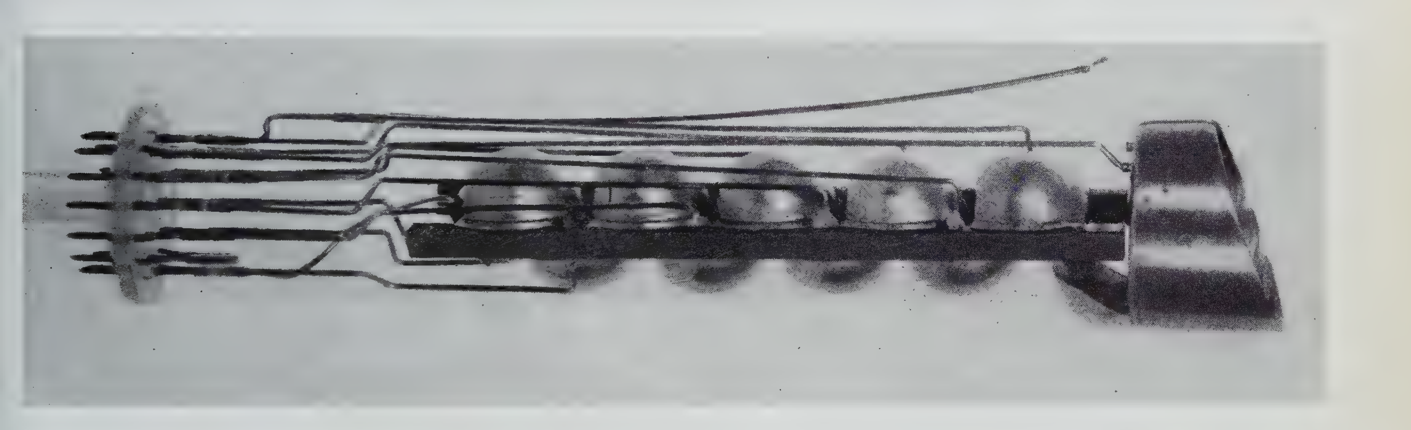


Fig. 17. *Structure multiplicatrice du photomultiplicateur 152 AVP.*

Quelques considérations sur les performances de photomultiplicateurs à réponse rapide

C. Cernigoi, I. Gabrielli et G. Iernetti

INSTITUT DE PHYSIQUE
DE L'UNIVERSITÉ DE TRIESTE

Sommaire

On rappelle les critères de la rapidité de réponse des photomultiplicateurs et on décrit brièvement les méthodes expérimentales utilisées pour étudier la forme des impulsions délivrées par ces tubes. Les résultats obtenus avec quatre types de photomultiplicateurs rapides permettent de comparer leurs performances et, par suite, de guider le choix de l'utilisateur en fonction des applications envisagées.



1. Détermination de la rapidité de réponse d'un photomultiplicateur

Au cours de ces dernières années, les photomultiplicateurs rapides ont été l'objet de plusieurs perfectionnements.

Rappelons tout d'abord qu'un photomultiplicateur rapide est celui qui, en réponse à une très brève impulsion de lumière, délivre une impulsion de courant dont le temps de montée, aussi bien que la durée, ne dépassent pas quelques nanosecondes.

Utilisation de la radiation de Cerenkov.

Dans la pratique, on peut obtenir des impulsions de lumière dont la forme, en fonction du temps, peut être assimilée à une fonction δ de Dirac, en utilisant la radiation de Cerenkov résultant, par exemple, du passage d'un électron très rapide à travers une matière transparente. Il faut, pour que se produise une radiation de Cerenkov, que la vitesse de la particule dans le milieu considéré soit supérieure à la vitesse de la lumière dans ce même milieu. C'est là un résultat aisément atteint si l'on considère, par exemple, les particules de rayons cosmiques qui traversent une pièce de plexiglas : la plupart d'entre elles produisent une radiation de Cerenkov dont la durée totale est inférieure à 10^{-10} seconde.
L'utilisation de la lumière de Cerenkov permet d'analyser la forme de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur (recueillie sur l'anode ou sur l'une des dynodes). On peut alors, si les effets de distorsion du système oscillographique sont connus, déduire de cette analyse les valeurs caractéristiques de la forme de l'impulsion : temps de montée, largeur à mi-hauteur, temps de descente.

Critères de la rapidité de réponse.

Pour qu'un photomultiplicateur puisse être considéré comme plus rapide qu'un autre, il faut que chacune de ces trois valeurs caractéristiques soit inférieure à ce qu'elle est dans le dispositif auquel on le compare.
Par analogie avec la théorie des circuits électriques, on peut, parallèlement à la réponse en régime d'impulsions, définir une réponse en régime sinusoïdal, ce qui revient à dire qu'à une certaine réponse en régime d'impulsions doit correspondre une certaine " bande " de fréquences transmises.
Pour étudier la réponse fournie en régime sinusoïdal par des photomultiplicateurs, il faut, avant toute chose, disposer d'une lumière dont l'intensité varie de façon sinusoïdale, pour une fréquence donnée.
On sait que les propriétés optiques des champs ultrasonores dans un liquide permettent d'obtenir une telle lumière modulée, les fréquences de modulation atteintes étant de l'ordre de 50 MHz [1].
Selon ces données, on définira donc comme le " photomultiplicateur idéal " celui qui fournit une impulsion du type δ de Dirac lorsqu'il est illuminé par une impulsion de lumière qui est elle-même du type δ de Dirac.
La largeur de bande obtenue en pareil cas serait infinie.

2. Etude de la forme des impulsions délivrées par les photomultiplicateurs

Il est permis de se demander ce qui limite la largeur de bande du photomultiplicateur. La réponse est que tous les électrons n'arrivent pas au même instant sur l'électrode de sortie, même si les photons atteignent simultanément la photocathode : il y a une dispersion des temps de transit.
C'est cette distribution des temps de transit des électrons qui, avec la capacité de l'électrode de sortie, déterminent la forme de l'impulsion de courant, c'est-à-dire le temps de montée, la largeur à mi-hauteur et le temps de descente.

Valeur moyenne des temps de transit des électrons.

Certes, il serait en principe possible de calculer exactement la distribution des temps de transit : les lois de l'émission photoélectrique et de l'émission secondaire sont bien connues et on peut aussi procéder au calcul théorique des trajectoires des électrons dans les champs électriques des électrodes ; mais il est plus commode de considérer le problème sous son aspect statistique.

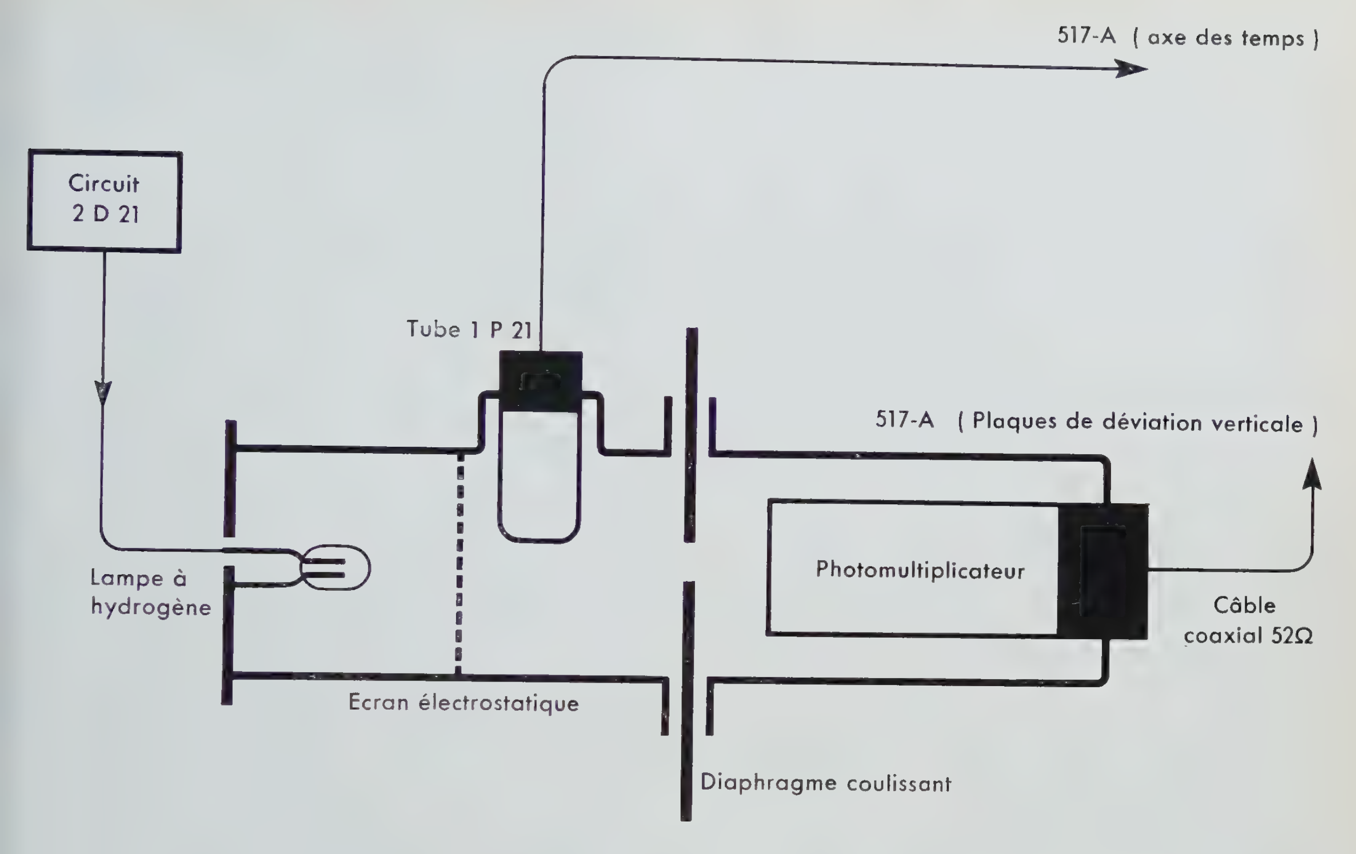


Fig. 1. *Schéma du dispositif expérimental.*

On peut définir une valeur moyenne des temps de transit, ainsi qu'une variance de cette valeur moyenne.

Exploration de la photocathode.

L'expérience montre que la valeur moyenne et la variance de la distribution du temps de transit dépendent des conditions d'illumination de la photocathode. Si, par exemple, on utilise de la lumière concentrée sur une petite région de la photocathode, on s'aperçoit que, du déplacement de ce point d'illumination, résulte un déplacement de la position sur l'axe des temps de l'impulsion qui, plus ou moins marqué, peut entraîner parfois un changement de la forme de l'impulsion. On en conclut qu'il y a, en général, une variation de la valeur moyenne et de sa variance en fonction de la position du point de départ des photoélectrons.
D'autre part, en concentrant la lumière sur un point déterminé de la photocathode (par exemple sur son centre), on constate que la forme de l'impulsion dépend du nombre des photons incidents, c'est-à-dire de l'intensité de la lumière incidente. On est alors amené à penser que la distribution des temps de transit est fonction soit du nombre initial de photoélectrons, soit de leur point de départ sur la photocathode.
On comprendra mieux ces faits et leurs causes si on considère le photomultiplicateur comme étant constitué par deux structures [2] : d'une part, la structure qui va de la photocathode à la première dynode (optique d'entrée) et, d'autre part, la structure du multiplicateur.
L'étude des propriétés de la première structure implique une référence de temps bien définie [3, 4] : celle que permet d'obtenir, par exemple, une lampe à décharge dans l'hydrogène associée au dispositif dont on trouvera le schéma dans la *figure* 1. On est alors dispensé de recourir à une source de lumière de durée extrêmement brève, puisque la durée moyenne du flash de la lampe à hydrogène n'est que de 2 à 3 nanosecondes.
Pour nos essais effectués avec la lampe à hydrogène, nous avons utilisé 4 types de photomultiplicateurs à réponse rapide : type 1 et type 2 provenant d'un fabricant A ; type 3 et type 4 provenant d'un fabricant B. Dans ce qui suit, nous désignerons ces photomultiplicateurs par A-1, A-2, B-3, B-4.
L'exploration lumineuse de la photocathode des photomultiplicateurs A-1 et A-2 nous a fourni des résultats qui confirment, en général, ceux qui

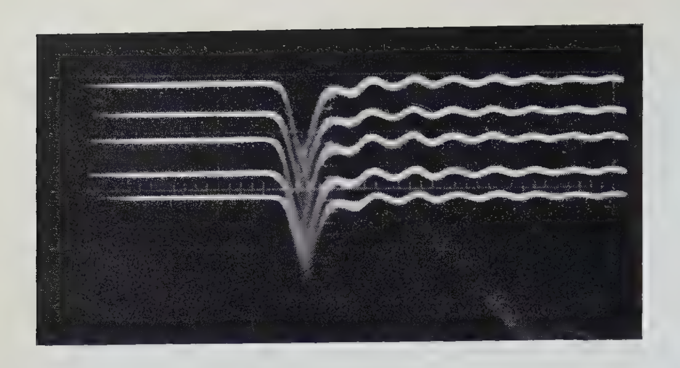


Fig. 2. *Exploration de la photocathode d'un tube A-1.*

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,250 A/cm.

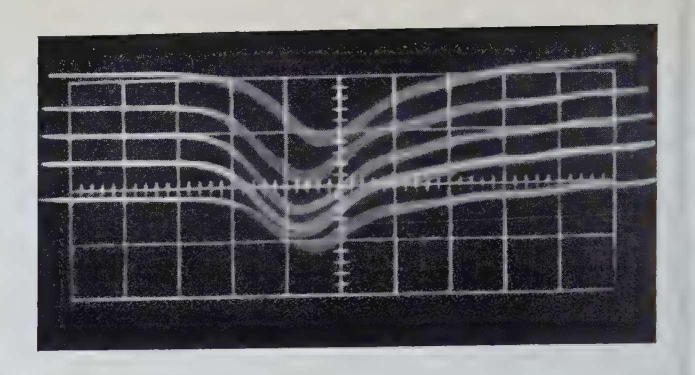


Fig. 3. *Exploration de la photocathode d'un tube B-3.*

Vitesse sur l'axe des temps : 4,5 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,125 A/cm.

ont déjà été publiés sur ces tubes [2]. Toutefois, nous trouvons des valeurs un peu supérieures pour les différences entre les temps de transit correspondant d'une part à une impulsion produite par des électrons issus du centre de la photocathode et, d'autre part, à une impulsion due à des électrons partant du bord de la photocathode. Cet écart peut provenir d'une différence soit dans l'intensité de l'impulsion lumineuse utilisée, soit dans la tension appliquée aux électrodes de focalisation.
Un aperçu des résultats obtenus avec les 4 types de photomultiplicateurs essayés est donné par les *figures* 2, 3, 4 et 5. Chaque exploration de la photocathode était effectuée suivant un diamètre, l'intensité du spot d'exploration étant maintenue constante. Sur les reproductions photographiques des impulsions obtenues, on constate que l'asymétrie azimutale est faible pour les tubes A-1 et A-2 ; elle est plus grande pour les tubes B-3 et B-4. Les impulsions correspondent aux positions suivantes du spot sur le diamètre de la photocathode (le centre de la photocathode étant pris comme origine) :

pour les tubes A-1 et B-3 :

− 1,6 − 1,0 0 + 1,0 + 1,6 cm

pour les tubes A-2 et B-4 :

− 5,0 − 4,5 0 + 4,5 + 5,0 cm

Les *figures* 2 à 5 montrent que les performances des photomultiplicateurs A-1 et A-2 sont les meilleures : déplacement de l'impulsion plus faible, temps de montée et de descente plus brefs.

Etude des propriétés du multiplicateur.

Pour l'étude des propriétés du multiplicateur, on peut également utiliser la lumière produite par une lampe à hydrogène, à condition de tenir compte des résultats obtenus en lumière de Cerenkov, résultats qui permettent de distinguer les effets dus à la forme de l'impulsion de lumière produite par la décharge dans l'hydrogène. L'avantage de la lampe est qu'elle permet de faire varier de façon continue le flux de la lumière incidente sur la photocathode.
Les *figures* 6, 7, 8, 9, 10, 11 révèlent qu'en lumière concentrée aussi bien qu'en lumière diffusée, les performances des photomultiplicateurs A-1 et A-2 sont bien meilleures que celles des photomultiplicateurs B-3 et B-4. En particulier, on ne constate pas, pour les tubes A-1 et A-2, de différences appréciables entre les impulsions, que l'illumination soit concentrée ou diffusée.
D'autre part, les impulsions fournies par les photomultiplicateurs B-3 et B-4 présentent une asymétrie de forme qui croît en fonction du courant de sortie, tandis que les photomultiplicateurs A-1 et A-2 fournissent des réponses beaucoup plus brèves et plus symétriques. En lumière de Cerenkov (*fig.* 12), les impulsions délivrées par ces tubes sont parfaitement symétriques.
L'asymétrie (très faible) des impulsions obtenues lorsque les photomultiplicateurs sont éclairés par une lampe à hydrogène serait donc due à la forme de l'impulsion de décharge.
En éclairant la photocathode d'un tube A-1 par des impulsions de lumière Cerenkov, on a obtenu les valeurs caractéristiques suivantes pour l'impulsion délivrée par le photomultiplicateur : temps de montée 2,2 ns ; largeur à mi-hauteur 2,6 ns ; temps de descente 2,2 ns. Ces valeurs sont pratiquement indépendantes de la valeur du courant de sortie tant que celui-ci ne dépasse pas un demi-ampère et, fait vraiment remarquable, elles sont égales aux valeurs correspondantes des impulsions de bruit résultant de l'émission d'un photoélectron unique.
Le photomultiplicateur A-2 n'a pas encore été soumis aux mêmes essais, mais, d'après les résultats

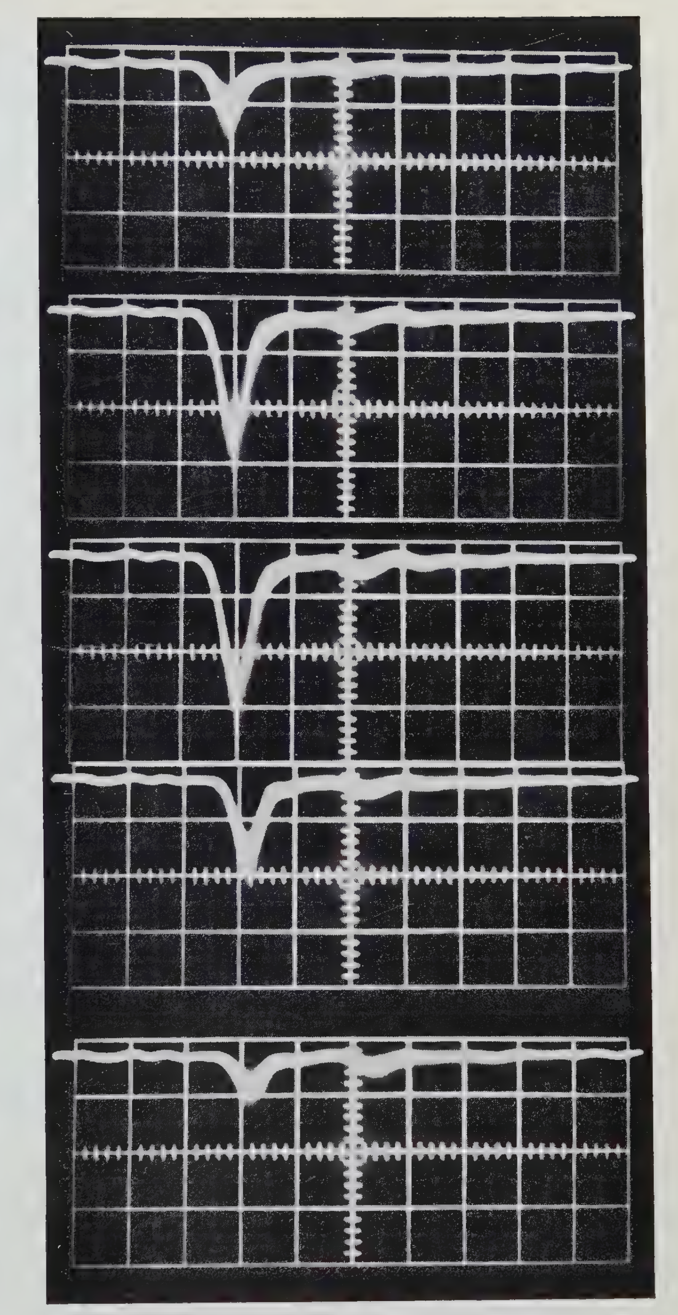


Fig. 4. *Exploration de la photocathode d'un tube A-2.*

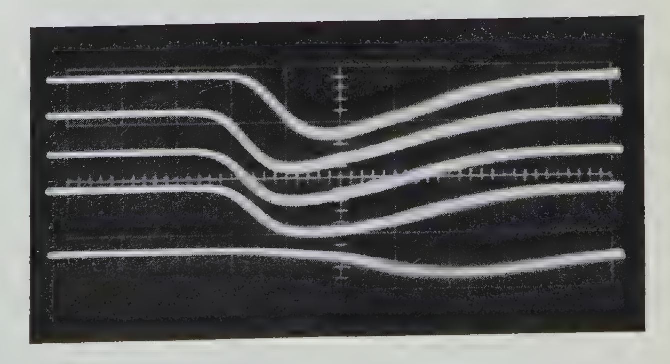
ci-dessus : Exploration selon un diamètre parallèle aux génératrices des dynodes.

ci-contre, en haut : Exploration selon un diamètre orthogonal aux génératrices des dynodes.

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,07 A/cm.

Fig. 5. *Exploration de la photocathode d'un tube B-4.*

Vitesse sur l'axe des temps : 4,5 ns/cm. →
Sensibilité verticale : 0,125 A/cm.



obtenus avec la lampe à hydrogène, il y a tout lieu de croire que les performances de ce tube, en lumière de Cerenkov, seront identiques à celles du photomultiplicateur A-1.
On a longtemps considéré comme critère suffisant de la rapidité de réponse d'un photomultiplicateur, la brièveté du temps de montée de ses impulsions. On notera l'amélioration substantielle apportée par des photomultiplicateurs (A-1 et A-2)

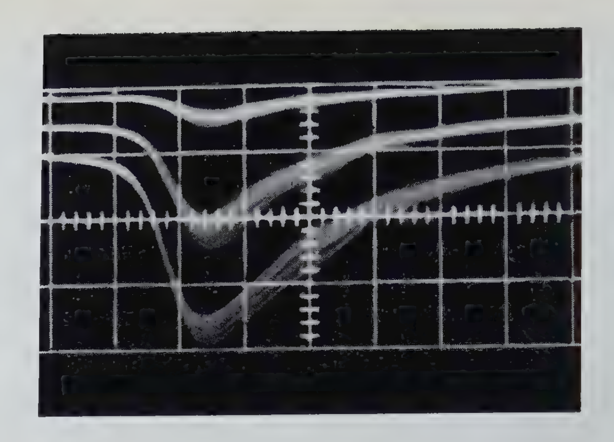


Fig. 9. *Variation de la réponse d'un tube B-3, en lumière diffusée.*

Vitesse sur l'axe des temps : 4,5 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,125 A/cm.

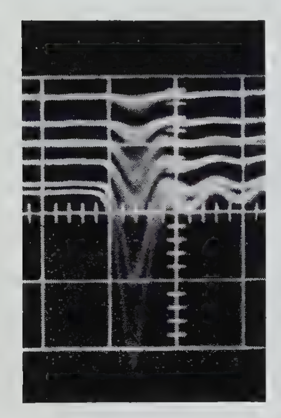


Fig. 6. *Variation de la réponse d'un tube A-1, en lumière concentrée, en fonction du flux incident.*

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,250 A/cm.

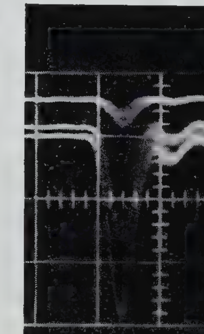


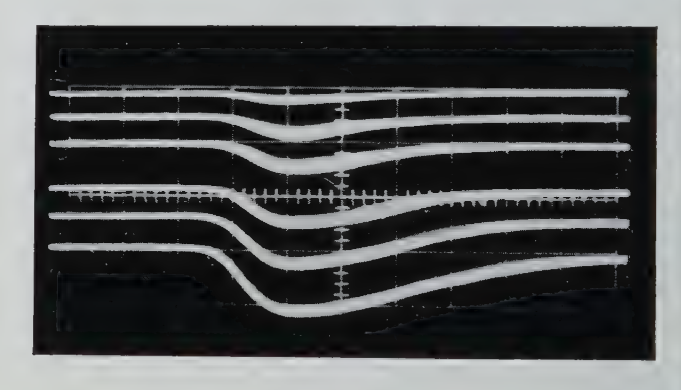
Fig. 7. *Variation de la réponse d'un tube A-1, en lumière diffusée.*

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,250 A/cm.

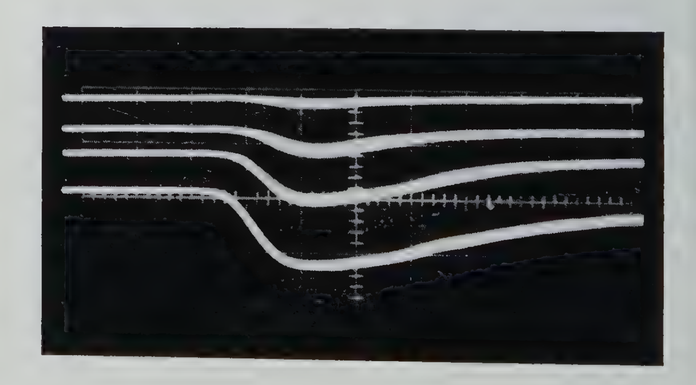


Fig. 8. *Variation de la réponse d'un tube B-3, en lumière concentrée.*

Vitesse sur l'axe des temps : 4,5 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,125 A/cm.



a : en lumière concentrée,

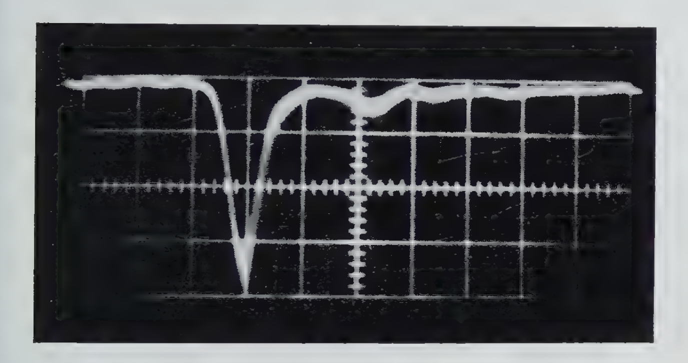


b : en lumière diffusée.

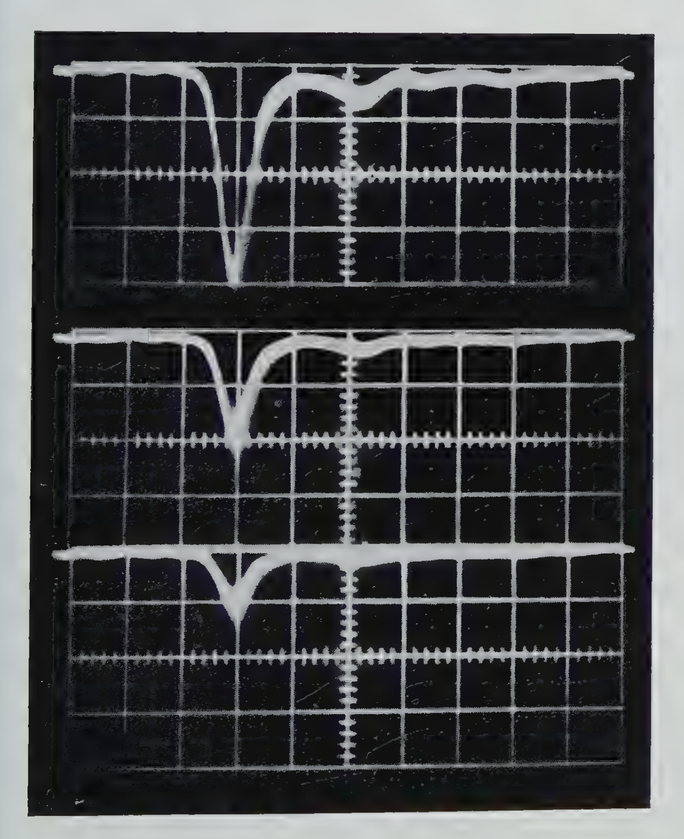
Fig. 10. *Variation de la réponse d'un tube B-4.*

Vitesse sur l'axe des temps : 4,5 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,125 A/cm.

dont les impulsions ont une largeur à mi-hauteur et un temps de descente également très brefs.
La diminution de la largeur des impulsions de sortie a pour conséquence immédiate une réduction du temps mort du photomultiplicateur, ce qui constitue un gros avantage dans les cas où on envisage des taux de comptage très élevés.
La façon la plus complète d'étudier les performances des photomultiplicateurs consiste donc à éclairer leur photocathode avec de la lumière modulée en intensité, la fréquence de modulation étant la plus élevée possible.



a : en lumière concentrée,



b : en lumière diffusée.

Fig. 11. *Variation de la réponse d'un tube A-2.*

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,070 A/cm.

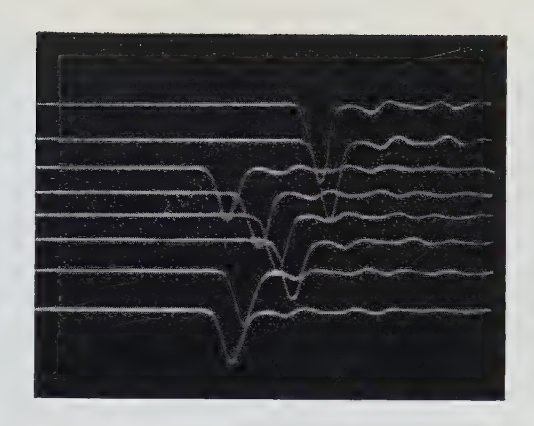


Fig. 12. *Impulsions délivrées par un tube A-I sous l'effet de la lumière Cerenkov.*

Vitesse sur l'axe des temps : 10 ns/cm.
Sensibilité verticale : 0,250 A/cm.

Réponse aux fréquences élevées.

Il est malheureusement difficile d'atteindre des fréquences supérieures à 50 MHz. Néanmoins, pour une fréquence de 48 MHz, la différence des performances entre les tubes A-1 et B-3 est déjà sensible. Les *figures* 13 et 14 montrent que le photomultiplicateur A-1 présente une réponse dont le taux de modulation est de l'ordre de 100 %, pour un courant de crête de 40 mA pendant 200 μs, tandis que, dans les mêmes conditions d'illumination, la réponse du tube B-3 s'écarte déjà du niveau zéro de la lumière pour un courant de 32 mA. Les résultats obtenus étant les mêmes en lumière concentrée ou en lumière diffusée, il en découle que les meilleures performances, en lumière modulée, du tube A-1 sont surtout dues au pouvoir de focalisation élevé du multiplicateur.
Puisqu'on retrouve la structure du multiplicateur du tube A-1 dans le photomultiplicateur A-2, on peut prévoir que ce dernier présentera les mêmes caractéristiques de réponse, en lumière modulée, à la fréquence de 48 MHz. De même, on peut prévoir que, dans les mêmes conditions d'illumination, la réponse du tube B-4 ne sera pas meilleure que celle du tube B-3, puisque les structures de ces deux photomultiplicateurs sont identiques.
Il nous reste à préciser que, pour les essais effectués, nous avons appliqué une tension constante à chaque dynode, mais les tensions croissent progressivement d'une dynode à l'autre et correspondent à un débit de courant élevé (8 mA à 3 000 V). Nous

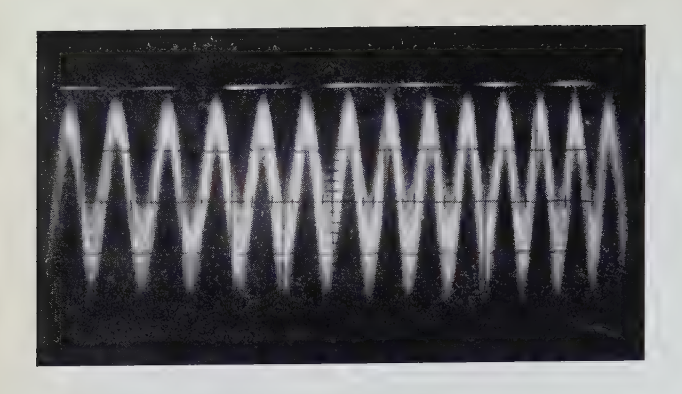


Fig. 13. *Réponse d'un tube A-I éclairé par de la lumière modulée en intensité.*

Fréquence de modulation : 48 MHz.
Courant de crête : 40 mA.

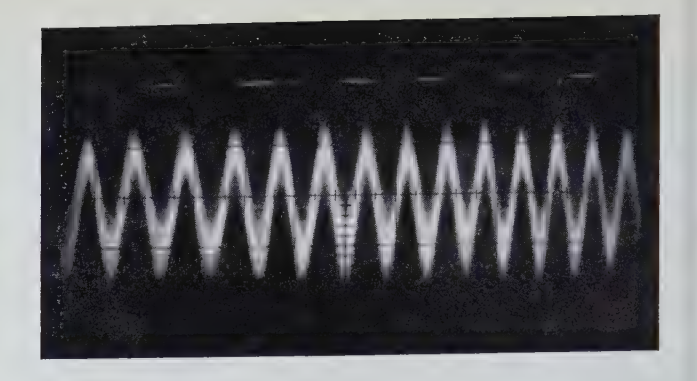


Fig. 14. *Réponse d'un tube B-3 éclairé par de la lumière modulée en intensité.*

Fréquence de modulation : 48 MHz.
Courant de crête : 32 mA.

avons constaté qu'on ne saurait obtenir de bons résultats en cherchant à réduire le courant de la chaîne potentiométrique : en effet, les fortes capacités, nécessaires en pareil cas ne permettent pas d'obtenir de bonnes performances en haute fréquence.

Conclusion.

Les essais que nous venons d'exposer brièvement nous ont permis de choisir les types de photomultiplicateurs à réponse rapide qui conviennent le mieux pour nos travaux de physique nucléaire exigeant l'emploi de tubes ayant un temps mort très bref, et présentant un très bon pouvoir de résolution lorsqu'ils sont utilisés en coïncidence. Dans les Laboratoires du *C.E.R.N.*, nous avons obtenu des résultats très satisfaisants avec un télescope à scintillateurs équipé de photomultiplicateurs à réponse rapide. Il semble que, dans le domaine des recherches sur les particules élémentaires, la qualité des résultats dépendra, maintenant, moins de l'amélioration des photomultiplicateurs que du perfectionnement des circuits électroniques qui leur sont associés.

Bibliographie

1 C. CERNIGOI, I. GABRIELLI and G. IERNETTI
Behaviour of Photomultipliers against High-Frequency Modulated Light.
NUCL. INSTR. METH., vol. 6, n° 2, 1960, pp. 193-200.

2 G. PIETRI
Aperçu de quelques problèmes rencontrés dans l'étude et la réalisation de photomultiplicateurs à réponse rapide.
LE VIDE, n° 86, mars-avril 1960, pp. 120-131.

3 P. CACHON et A. SARAZIN
Un générateur d'impulsions lumineuses très brèves, applications à l'étude des photomultiplicateurs.
ONDE ELECTR., vol. 38, n° 377-378, août-septembre 1958, pp. 617-621.

4 C. CERNIGOI, I. GABRIELLI and G. IERNETTI
Behaviour of Photomultipliers against Short Light-Pulses.
NUCL. INSTR. METH., vol. 9, n° 3, 1960, pp. 303-314.

Mesure des fluctuations d'amplitude d'un photomultiplicateur à réponse rapide

P. Raimbault

DÉPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE
SECTION AUTONOME D'ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE
CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY

Sommaire

Pour étudier les fluctuations d'amplitude d'un photomultiplicateur à réponse rapide, on introduit deux variables aléatoires indépendantes qui déterminent la forme de l'impulsion anodique. L'énergie de chaque impulsion, directement fonction du gain et de sa variance, est la première variable ; les fluctuations d'amplitude, fonctions de la première variable, dépendent également de la largeur de l'impulsion qui, elle, constitue la deuxième variable.
Les résultats obtenus sur les variations de l'amplitude maximale, à l'aide d'un circuit élargisseur d'impulsions à front raide, et les résultats des variations statistiques du gain sont comparés pour mettre en évidence le fait que la variance relative à l'amplitude maximale du signal est plus grande que celle du gain.
Dans la mesure de ces fluctuations, sont mises en évidence la contribution du coefficient d'émission secondaire de la première dynode et celle du coefficient d'émission secondaire moyen du multiplicateur.



1. Introduction

En physique nucléaire, les détecteurs à scintillations sont utilisés principalement pour effectuer les mesures des énergies et des intervalles de temps. Pour ces études, les détecteurs doivent satisfaire aux conditions suivantes :

— linéarité des impulsions en fonction de l'énergie des particules détectées;
— rapidité;
— stabilité des caractéristiques;
— faible bruit de fond.

Les mesures d'énergie se ramènent à des mesures d'amplitude intégrée des impulsions, mais, pour les déterminations d'intervalles de temps, on doit supposer que le dispositif électronique utilisé définit le temps auquel a eu lieu l'événement comme l'instant où l'impulsion anodique atteint un certain seuil ou comme l'instant correspondant au centre de gravité de la fraction d'impulsion utilisée.
Dans ces conditions, la définition d'un instant à l'aide d'une impulsion électrique est une fonction de l'amplitude maximale et du temps de montée de l'impulsion.

Une étude complète des photomultiplicateurs doit donc comporter des mesures de fluctuations du gain du photomultiplicateur, de l'amplitude maximale et du temps de montée des impulsions anodiques qu'il fournit.

2. Considérations théoriques et principe de la méthode employée

Supposons tout d'abord qu'un photoélectron unique quitte la photocathode. Un tel photoélectron donne sur l'anode une impulsion dont la forme dépend à la fois de deux variables aléatoires que l'on peut considérer comme indépendantes. Ces variables sont :

a) le gain du photomultiplicateur pour lequel interviennent l'émission électronique secondaire des dynodes et le rendement de collection interdynode;

b) l'étalement dans le temps de l'impulsion réponse dû au temps de transit des électrons.

Différentes causes interviennent pour créer ce dernier. En effet, sur chaque dynode, les électrons sont émis avec des vitesses initiales et des angles d'émission différents : ils ne mettent donc pas le même temps pour atteindre les dynodes suivantes, ce qui impose une limite inférieure à la durée de l'impulsion anodique provenant d'un photoélectron unique issu de la photocathode.
Cette largeur d'impulsion est une nouvelle variable aléatoire dont la valeur influe d'ailleurs sur l'amplitude maximale du signal.

Un certain nombre d'études ont été faites sur ces problèmes de fluctuations [1, 2].

En ce qui concerne les mesures d'énergie dont la valeur est représentée par la surface de chaque impulsion, tout revient à dire que l'amplitude intégrée est proportionnelle au gain du photomultiplicateur.

En effet, si l'on admet que la densité de probabilité d'arrivée des électrons sur l'anode suit une loi de Gauss, nous pouvons écrire que le courant anodique à l'instant t, normé par division par la charge totale à la sortie, est :

$$I(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_t} \cdot e^{-\frac{(t-T)^2}{2\sigma_t^2}} ,$$

σ_t : écart type du temps de transit;
T : valeur moyenne du temps de transit.

Or, le courant anodique débite sur un circuit RC placé à la sortie du photomultiplicateur; son intensité est donnée par :

$$i_A = \frac{V}{R} + C\,\frac{dV}{dt} .$$

Si l'on néglige les fluctuations du temps de transit,

on obtient pour tension anodique à l'instant t :

$$V(t) = \frac{nGq}{C} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} .$$

n : nombre de photoélectrons partant au même instant;
G : gain du photomultiplicateur;
q : charge de l'électron.

Mais, si l'on tient compte des temps de transit, la tension V(t) s'exprime par le produit de composition :

$$V(t) = \int_{-\infty}^{t} \frac{nGq}{C} \cdot e^{-\frac{t-\theta}{RC}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \cdot e^{-\frac{(\theta-T)^2}{2\sigma_t^2}} \cdot d\theta .$$

On trouve alors :

$$V(t) = \frac{nG}{2C} \left[exp - \frac{1}{RC} \left((t-T) - \frac{\sigma_t^2}{RC} \right) \right]$$

$$\times \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma_t}\left[(t-T)-\frac{\sigma_t^2}{RC}\right]} e^{-u^2} \cdot du \right],$$

avec :

$$u = \frac{\theta}{\sigma_t\sqrt{2}} - \frac{1}{\sigma_t\sqrt{2}} \left(T + \frac{\sigma_t^2}{RC} \right) .$$

Pour RC infini, on voit que V(t) est proportionnel uniquement à G.
Si nous nous plaçons dans le cas de non-intégration et pour une faible valeur de RC, le calcul de la densité de probabilité d'obtention d'une valeur h de l'amplitude maximale de l'impulsion réponse à un photoélectron unique (impulsion de courant) montre que la variance relative de cette amplitude est plus grande que celle du gain. Cela est évident si l'on considère que l'impulsion anodique de courant due à un photoélectron unique a une forme peu différente d'un triangle isocèle dont la surface représente le gain G et dont la largeur à mi-hauteur est λ. L'amplitude maximale est alors $h = \frac{G}{\lambda}$ et les fluctuations de gain s'ajoutent aux fluctuations de temps de transit.

Il est donc obligatoire d'effectuer des mesures différentes, d'une part sur l'amplitude intégrée et, d'autre part, sur l'amplitude maximale des impulsions anodiques du photomultiplicateur.
Dans le cas des mesures de l'amplitude intégrée, seules les fluctuations du nombre d'électrons reçus à l'anode du photomultiplicateur sont à considérer. En premier lieu, on doit tenir compte et des fluctuations du nombre de photons émis N, et du fait que l'émission d'un électron par la photocathode sous l'action d'un photon incident est un événement aléatoire dont la probabilité moyenne p est de l'ordre de 0,1.
Il faut tenir compte également des fluctuations existant aussi dans le phénomène d'émission secondaire.

Si l'on admet que la variance ε_A dans le multiplicateur est due principalement à la première dynode pour un photoélectron unique, nous avons :

$$\varepsilon_A^2 = \frac{1}{g_1 - 1} ;$$

g_1 est le coefficient d'émission secondaire de la première dynode; il peut être considéré comme le coefficient d'émission secondaire moyen de toutes les dynodes.

On peut écrire alors :

$$\frac{1}{pN} + \frac{1}{g_1 - 1} \cdot \frac{1}{n} = \varepsilon^2 ;$$

n : nombre de photoélectrons arrivant sur la première dynode;
pN : nombre de photoélectrons quittant la photocathode (N : nombre de photons).

3. Montages électroniques utilisés

Rappel des caractéristiques d'un photomultiplicateur à réponse rapide

a) Dans un photomultiplicateur à réponse rapide, les fluctuations de temps de transit sont faibles; aussi, lorsque toute la photocathode est éclairée par une impulsion infiniment brève, l'impulsion anodique est caractérisée par :

$2 \cdot 10^{-9}$ seconde de temps de montée;
$2 \cdot 10^{-9}$ seconde de largeur à mi-hauteur.

Une impulsion déclenchée par un électron émis du centre de la photocathode ne mettra pas le même temps pour parvenir à l'anode que celle déclenchée par un électron émis à 20 mm du centre de la photocathode. La différence de temps est de : $3 \cdot 10^{-10}$ s.

b) Un P.M. rapide a la possibilité de délivrer un fort courant de pointe.

c) Il possède un gain élevé : 10^8.

Toutes ces données sont valables pour une tension d'alimentation de 2 500 volts [1].

[1] *Information donnée par le constructeur.*

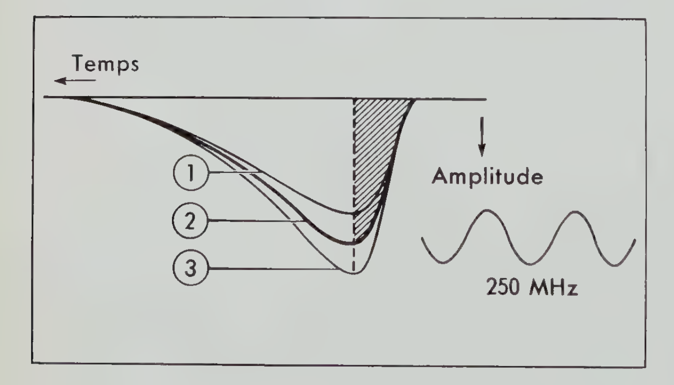


Fig. 1. *Forme de l'impulsion lumineuse.*

Sens de balayage de droite à gauche. La partie hachurée représente la fraction de la surface intervenant dans la réponse du photomultiplicateur (voir p. 70).

1 : Amplitude minimale,
2 : Amplitude moyenne,
3 : Amplitude maximale.

Nous avons fait des mesures systématiques sur les P.M. en notre possession pour confirmer les caractéristiques du constructeur et avons sélectionné les

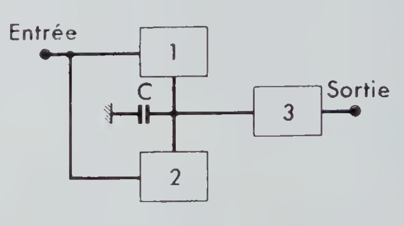


Fig. 2.

1 : Circuit élargisseur, 2 : Circuit de déclenchement, 3 : Circuit de sortie, c : Capacité de mémoire.

photomultiplicateurs qui répondaient à nos exigences, à savoir :

— faible bruit de fond;
— bonne sensibilité et homogénéité satisfaisante de la photocathode;
— gain à 2 000 V : 10^7;
— gain à 2 500 V : 10^8;
— fort courant de pointe : 400 mA sous 100 Ω;
— temps de montée de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9}$ s.

Montage et mesure à l'oscilloscope cathodique Edgerton

Nous avons mesuré tout d'abord les temps de montée et les fluctuations d'amplitude par observation photographique de l'information reçue sur l'écran d'un oscilloscope cathodique ultra-rapide type *E.G.G.*

Nous avons photographié l'impulsion lumineuse d'un générateur de lumière, dont nous donnerons plus loin les caractéristiques, vue par le photomultiplicateur. La *figure* 1 représente cet enregistrement photographique : on y trouve un temps de montée de l'ordre de $2{,}3 \cdot 10^{-9}$ s et on y observe très bien les fluctuations d'amplitude qui rendent difficile l'évaluation de temps de montée, bien que la trace de la valeur moyenne de l'amplitude soit plus marquée.

Nous pouvons conclure que cette méthode de mesure ne donne qu'une information approximative des fluctuations statistiques d'amplitude.

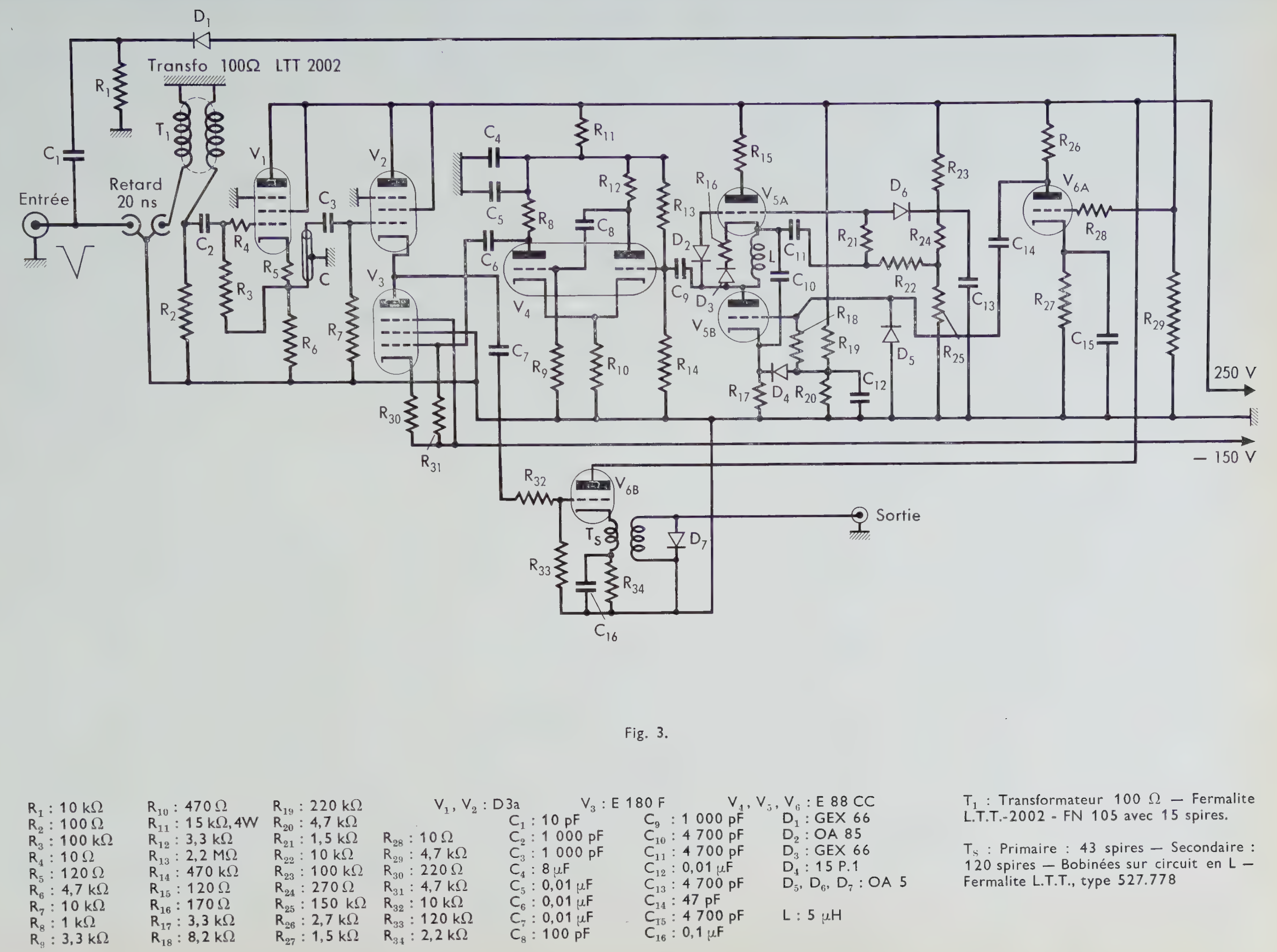


Fig. 3.

R_1 : 10 kΩ
R_2 : 100 Ω
R_3 : 100 kΩ
R_4 : 10 Ω
R_5 : 120 Ω
R_6 : 4,7 kΩ
R_7 : 10 kΩ
R_8 : 1 kΩ
R_9 : 3,3 kΩ
R_{10} : 470 Ω
R_{11} : 15 kΩ, 4W
R_{12} : 3,3 kΩ
R_{13} : 2,2 MΩ
R_{14} : 470 kΩ
R_{15} : 120 Ω
R_{16} : 170 Ω
R_{17} : 3,3 kΩ
R_{18} : 8,2 kΩ
R_{19} : 220 kΩ
R_{20} : 4,7 kΩ
R_{21} : 1,5 kΩ
R_{22} : 10 kΩ
R_{23} : 100 kΩ
R_{24} : 270 Ω
R_{25} : 150 kΩ
R_{26} : 2,7 kΩ
R_{27} : 1,5 kΩ
R_{28} : 10 Ω
R_{29} : 4,7 kΩ
R_{30} : 220 Ω
R_{31} : 4,7 kΩ
R_{32} : 10 kΩ
R_{33} : 120 kΩ
R_{34} : 2,2 kΩ

V_1, V_2 : D3a　　V_3 : E 180 F　　V_4, V_5, V_6 : E 88 CC

C_1 : 10 pF
C_2 : 1 000 pF
C_3 : 1 000 pF
C_4 : 8 μF
C_5 : 0,01 μF
C_6 : 0,01 μF
C_7 : 0,01 μF
C_8 : 100 pF
C_9 : 1 000 pF
C_{10} : 4 700 pF
C_{11} : 4 700 pF
C_{12} : 0,01 μF
C_{13} : 4 700 pF
C_{14} : 47 pF
C_{15} : 4 700 pF
C_{16} : 0,1 μF

D_1 : GEX 66
D_2 : OA 85
D_3 : GEX 66
D_4 : 15 P.1
D_5, D_6, D_7 : OA 5

L : 5 μH

T_1 : Transformateur 100 Ω — Fermalite L.T.T.-2002 - FN 105 avec 15 spires.

T_S : Primaire : 43 spires — Secondaire : 120 spires — Bobinées sur circuit en L — Fermalite L.T.T., type 527.778

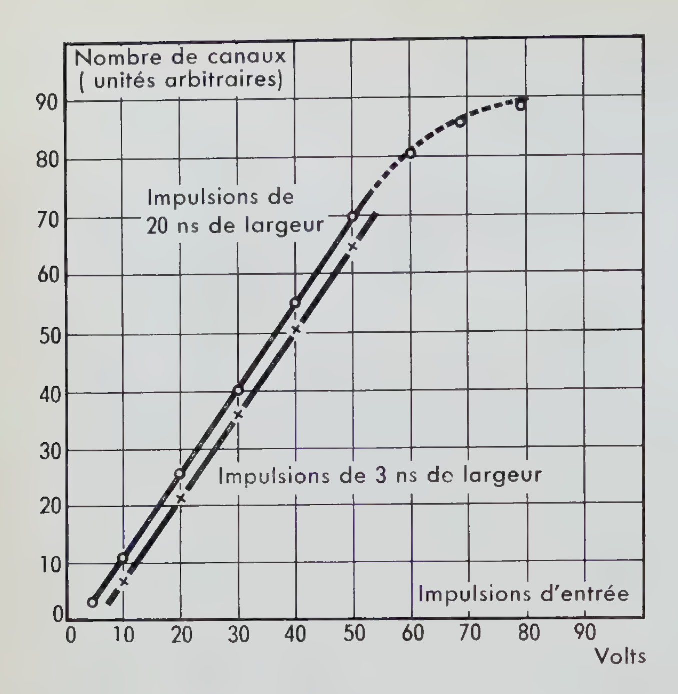


Fig. 4.

Pour résoudre plus complètement le problème, nous avons dû réaliser un circuit électronique dit *circuit élargisseur*.

Circuit élargisseur

Il s'agit d'obtenir des indications sur l'amplitude réelle du signal anodique. Or ce signal, chargé sur une impédance de 100 Ω à la sortie du photomultiplicateur, a un temps de montée de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9}$ s, ainsi que nous venons de le voir. Il est donc nécessaire d'utiliser un circuit capable de donner une information de l'amplitude non intégrée (voir chapitre 2) et cela indépendamment de la durée et du temps de montée de l'impulsion.
Pour cela, nous avons réalisé (2) un circuit élargisseur d'impulsions inspiré dans son principe de celui de MM. Sarazin, Samueli, Ducros et Raimbault [3]. Ce circuit convertit des impulsions rapides en impulsions longues, d'amplitudes proportionnelles aux amplitudes à l'entrée. La sortie du circuit est adaptée pour envoyer le signal sur un analyseur multicanaux.

La *figure* 2 donne le schéma de principe de cet appareil.

(2) *L'appareil a été étudié et construit par MM.* Mey *et* Riou, *C.E.N., Grenoble.*

L'impulsion à étudier est envoyée pur le circuit élargisseur qui charge une capacité de mémoire C à l'amplitude de crête.
Le signal de déclenchement contrôle la charge de cette capacité qui reste à la même valeur tant que dure ce signal et se décharge ensuite.
La *figure* 3 donne le schéma détaillé du circuit élargisseur. L'entrée du circuit est adaptée sur une résistance de 100 Ω correspondant à une charge d'anode du photomultiplicateur de 100 Ω et une transmission par câble coaxial de 100 Ω. Un transformateur inverseur de phase 100 Ω 100 Ω, T_1, bobiné sur un ferrite au manganèse permet aux impulsions anodiques d'attaquer l'élargisseur avec un signal positif. Celui-ci est constitué par les tubes V_1 et V_2 qui chargent la capacité de mémoire à l'amplitude crête de l'impulsion. L'emploi pour V_1 et V_2 de pentodes D3a *Siemens* de très grande pente 35 mA/V permet une faible constante de temps de charge de la capacité de mémoire. Le tube V_3, normalement débloqué, est bloqué par le signal de déclenchement. Ainsi, la capacité de mémoire reste chargée à la même valeur pendant toute la durée de ce signal. Une ligne à retard de 20 nanosecondes permet de synchroniser le début de blocage du tube V_3 avec le début de la charge.

Le circuit de déclenchement est constitué de la manière suivante.

Un amplificateur inverseur V_{6A} attaque un *trigger* rapide V_{5A} et V_{5B} dont le déclenchement est très stable. Le signal sortant est envoyé sur un *trigger* de temps classique V_4 qui fournit une impulsion négative de 1 microseconde de durée sur la grille de V_3 ; le tube V_{6B} est un *cathode follower* de sortie. Un transformateur T_S permet une inversion de phase et sort des impulsions négatives dont le temps de montée est 0,5 μs et le temps de descente : 1 μs.

Les caractéristiques du circuit sont les suivantes :

— entrée : impédance 100 Ω;

— signal : négatif;

— largeur d'impulsion > 1 ns;

— temps de montée $\geqslant$ 1 ns.

Le circuit est linéaire pour des impulsions d'entrée comprises entre 3 et 45 volts (*fig.* 4).

Les impulsions de sortie de 1 μs peuvent être envoyées facilement sur un sélecteur multicanaux classique.

L'affaiblissement entre des impulsions de 3 ns et de 20 ns de largeur est inférieur à 1 dB.

Générateur de lumière

La photocathode du photomultiplicateur est éclairée par une impulsion de lumière brève venant d'un tube générateur de lumière ([3]).
Le wehnelt de ce tube est déclenché 50 fois par seconde au moyen d'un générateur à relais à mercure qui produit des impulsions dont le temps de montée est inférieur à $1 \cdot 10^{-9}$ s et dont la largeur est $2 \cdot 10^{-9}$ s environ.
La poudre P 16, déposée sur l'écran du tube cathodique, après une excitation rapide, a une décroissance suffisamment faible pour donner à la sortie du photomultiplicateur une impulsion ayant un temps de montée de $2 \cdot 10^{-9}$ s. et une largeur à mi-hauteur de $12 \cdot 10^{-9}$ s (*fig.* 1).
Un potentiomètre règle l'amplitude du signal de déclenchement du wehnelt et permet ainsi de faire tomber, pour chacune de ses positions, un flux lumineux constant sur la photocathode.

([3]) *Conçu et réalisé par M.* Cachon — *I.E.N. - Alger ; contrat n°* 1687.

Montage du photomultiplicateur

La *figure* 5 donne le schéma de câblage du P.M. utilisé. Il convient de noter l'emploi de deux alimentations. L'une est branchée sur la chaîne du photomultiplicateur, l'autre sur l'optique d'entrée; de cette façon, il est aisé, au cours des mesures, de mettre en évidence l'influence du coefficient d'émission secondaire g_1 de la première dynode ou celle du coefficient d'émission secondaire moyen g_2 du multiplicateur.
Le montage est du type progressif. Il possède l'avantage de réduire l'influence de la charge d'espace sur les dernières dynodes.

Le signal à étudier est pris en sortie d'anode sur la résistance de charge de 100 Ω. La capacité anodique est de l'ordre de 10 pF. Le signal de sortie sur la dynode D14 a servi uniquement à déclencher le tube cathodique *E.G.G.* lors de nos observations photographiques.

La *figure* 6 donne le schéma fonctionnel de l'appareillage utilisé.

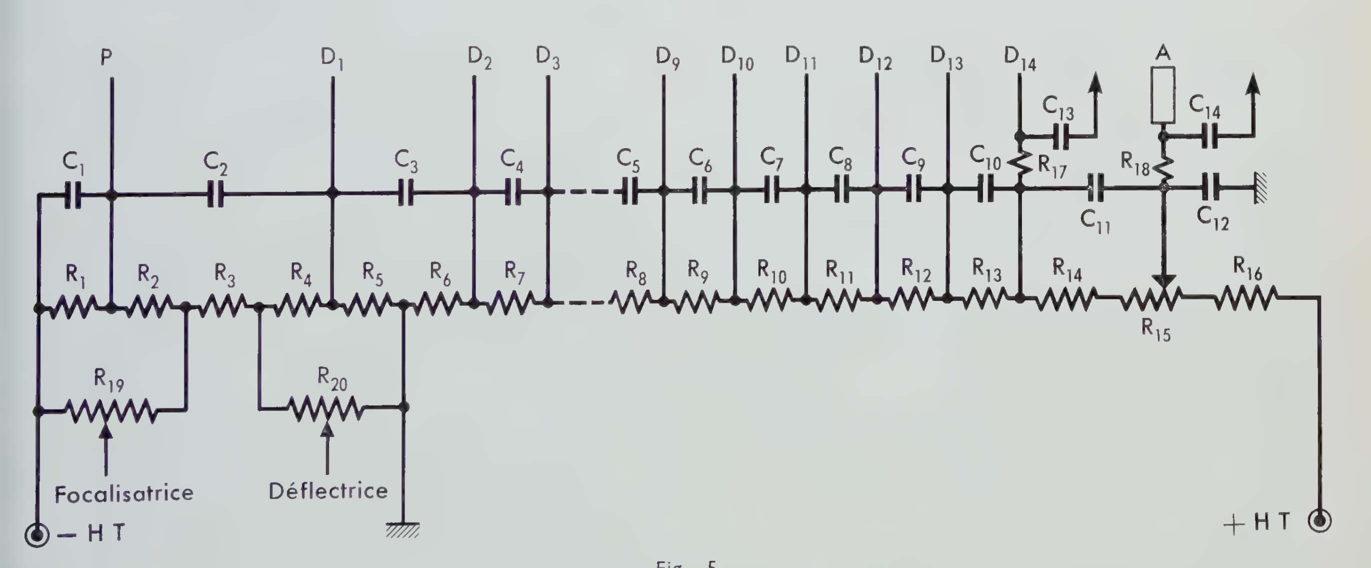


Fig. 5.

C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7, C_8, C_9, C_{10}, C_{11} : 0,01 μF
C_{12} : 500 pF C_{13} : 2 000 pF C_{14} : 2 000 pF

R_1, R_2	: 27 kΩ	R_4, R_5	: 22 kΩ
R_3	: 220 kΩ	R_6	: 75 kΩ
R_7, R_8, R_9	: 82 kΩ	R_{15}	: 100 kΩ
R_{10}	: 100 kΩ	R_{16}	: 47 kΩ
R_{11}	: 120 kΩ	R_{17}, R_{18}	: 1 kΩ
R_{12}	: 150 kΩ	R_{19}, R_{20}	: 1 MΩ
R_{13}, R_{14}	: 164 kΩ		

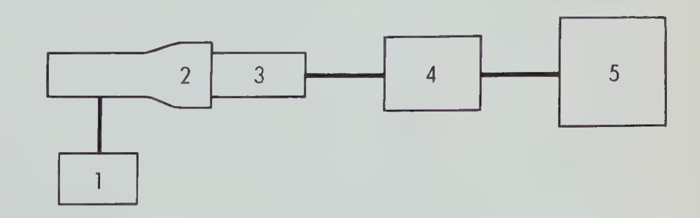


Fig. 6.

1 : Générateur à relais à mercure d'impulsions brèves,
2 : Générateur de lumière,
3 : Photomultiplicateur,
4 : Circuit élargisseur,
5 : Sélecteur 100 canaux à mémoire magnétique.

4. Mesures

Généralités

Tous les résultats sont obtenus avec un photomultiplicateur dans ses conditions normales d'utilisation.

Les charges sont collectées sur une impédance d'anode constante constituée par un circuit RC :

R : charge anodique de 100 Ω;
C : 10 pF.

Nous prenons comme tension interdynode la valeur V_0 conseillée par le constructeur. Le réglage des potentiels de l'accélératrice et de la déflectrice doit se faire avec minutie afin d'obtenir, pour le gain, le rendement maximum du tube.

Emploi du circuit intégrateur

Dans une première manipulation, l'impulsion anodique chargée sur le circuit RC précédemment défini est envoyée directement sur un sélecteur 100 canaux.

Pour chaque flux lumineux, nous pouvons déterminer le nombre moyen $\bar{n}$ de photoélectrons. A ce propos, nous avons vu au chapitre 2 que la variance sur l'amplitude est :

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{pN} + \frac{1}{g_1 - 1} \cdot \frac{1}{n}$$

avec

$$n = pN .$$

Prenons, par exemple, $g_1 = 3$; nous avons alors :

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n}\left(1 + \frac{1}{g_1 - 1}\right) = \frac{1,5}{n} .$$

Si l'on admet que la distribution des impulsions autour de la valeur moyenne suit la loi de Gauss, la largeur à mi-hauteur de ces courbes est égale à 2,36 fois l'écart quadratique moyen σ.

Or :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1,5}{n}} ,$$

d'où la largeur à mi-hauteur :

$$2,36\,\sigma = \frac{2,9}{\sqrt{\bar{n}}} . \qquad (1)$$

Or, en circuit intégrateur, on utilise l'équation de surface. La formule (1) n'est donc valable que pour l'histogramme des fluctuations statistiques d'amplitude obtenu dans ce cas.
Pour chaque flux lumineux réglé sur le générateur de lumière, nous mesurons une largeur à mi-hauteur de la courbe de Gauss correspondante.
Les résultats de ces mesures sont consignés dans le *tableau* 1 ; à partir de ces valeurs, on a tracé deux des courbes correspondantes (*fig.* 7), la *figure* 7a donne des fluctuations correspondant à $\bar{n} = 470$ photoélectrons, la *figure* 7b celle correspondant à $\bar{n} = 4\,000$ photoélectrons; *a* et *b* sont obtenues dans les mêmes conditions d'expérience.

TABLEAU I

Nombre moyen de photoélectrons $\bar{n}$	$\frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$	2,36 σ *en* %
140	8,6 10^{-2}	25
470	4,65 10^{-2}	13,5
940	3,25 10^{-2}	9,4
1 540	2,55 10^{-2}	7,4
3 700	1,65 10^{-2}	4,8
4 000	1,58 10^{-2}	4,6

La largeur à mi-hauteur de la raie (2,36 σ) est exprimée en pour cent relativement à l'amplitude moyenne.

Emploi du circuit non-intégrateur

Nous reprenons les mêmes valeurs de $\bar{n}$ photoélectrons en circuit non-intégrateur, c'est-à-dire en envoyant l'impulsion anodique sur l'appareil « élargisseur » (*fig.* 2).
Dans ce cas, nous ne travaillerons plus sur les

surfaces de chaque impulsion, mais sur l'amplitude crête du signal. D'une part, l'étude statistique ne correspond plus à la surface donnée par le nombre total $\bar{n}$ de photoélectrons, mais à une fraction de $\bar{n}$, d'autre part, elle dépend de la largeur de valeur définie λ.

Nous consignons les résultats dans le *tableau* II et nous reproduisons sur la *figure* 8 deux des courbes correspondantes.

TABLEAU II

Nombre moyen de photoélectrons $\bar{n}$	$\frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$	2,36 σ *en* %
470	4,65 10^{-2}	41
940	3,25 10^{-2}	34
1 540	2,55 10^{-2}	20,4
3 700	1,65 10^{-2}	18
4 000	1,58 10^{-2}	11,6

La largeur à mi-hauteur de la raie (2,36 σ) est exprimée en pour cent relativement à l'amplitude moyenne.

La *figure* 8a représente l'information reçue au sélecteur pour $\bar{n} = 470$ photoélectrons reçus par la photocathode, la *figure* 8b correspond à $\bar{n} = 4\,000$ photoélectrons.
Dans les *figures* 7 et 8, les axes sont géométriquement superposables, ce qui permet d'amener les courbes l'une sur l'autre et de les comparer.

Pour cela, nous ne tiendrons pas compte de l'erreur entraînée sur la courbe des fluctuations statistiques d'amplitude par la modification du coefficient d'émission secondaire g_2 moyen du multiplicateur et cela pour deux raisons :

a) nous verrons par la suite que le facteur qui joue un rôle déterminant dans les fluctuations à l'anode est le coefficient d'émission secondaire g_1 de la première dynode, le coefficient g_2 n'intervenant que pour une faible part;

b) la variation de tension se fait toujours en sens contraire de l'erreur.

Nous avons maintenu la tension du circuit de l'optique d'entrée à la valeur, rigoureusement constante, de 500 volts; et cela parce que le coefficient d'émission secondaire g_1 de la première dynode joue un rôle prépondérant pour les fluctuations.

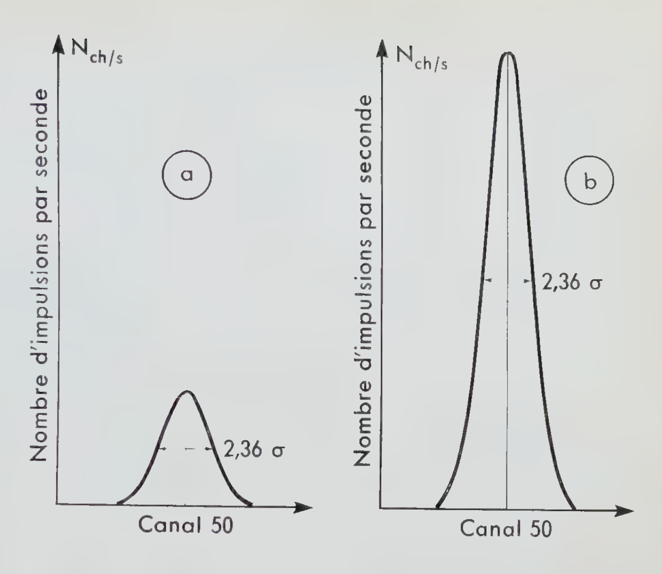


Fig. 7.

Pour chaque flux lumineux donné, afin de centrer les informations dans un canal, le canal 50 par exemple, nous avons dû faire varier la tension sur le multiplicateur.
Prenons les *figures* 7a et 8a qui correspondent au cas de 470 photoélectrons tombant sur la photocathode. Dans le cas du circuit intégrateur (*fig.* 7a), le sommet de la courbe correspond à une valeur moyenne de la tension anodique centrée dans le canal 50, soit V_{50} cette tension. Dans le cas du circuit non-intégrateur (*fig.* 8a), la tension correspondant au sommet de la courbe a une valeur plus faible que V_{50}. Pour compenser cette différence, il est nécessaire d'augmenter la tension du multiplicateur. Or, si l'on augmente la tension, les fluctuations deviennent plus faibles, et par conséquent la courbe 8a est encore moins large que la représentation ne l'indique.

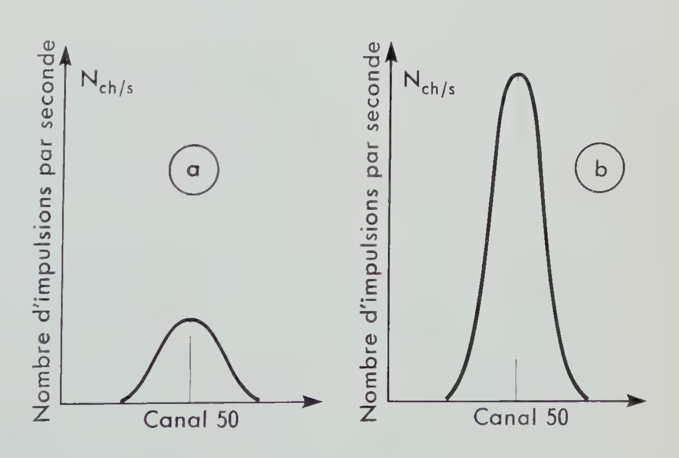


Fig. 8.

La *figure* 9 met en évidence la différence des fluctuations analysées en circuit intégrateur et par la méthode de non-intégration.
La droite (D_1) nous donne les largeurs à mi-hauteur en fonction du nombre moyen de photoélectrons dans le cas du circuit intégrateur.

Le point *A*	correspond à	140	photoélectrons	
» *B*	»	470	»	»
» *C*	»	940	»	»
» *D*	»	1 540	»	»
» *E*	»	3 700	»	»
» *F*	»	4 000	»	»

La largeur à mi-hauteur des courbes de Gauss obtenues en circuit non-intégrateur donne la droite (D_2). Les points B', C', D', E', F' correspondent aux points B, C, D, E, F de la droite (D_1).
Si nous reprenons l'étude de l'impulsion lumineuse reçue par le P.M. (*fig.* 1), nous constatons que, par la méthode de non-intégration, une fraction seulement de la surface, la partie hachurée, intervient dans la réponse du photomultiplicateur. En mesurant le rapport des surfaces au planimètre, nous trouvons qu'en travaillant sur l'amplitude crête du signal nous récupérons 1/4 des électrons, et cela à peu près dans tous les cas d'analyse.
Si nous portons sur la *figure* 9 les largeurs à mi-hauteur des fluctuations dues à $\frac{\bar{n}}{4}$, nous obtenons la droite pointillée (D_3) qui est différente de la droite (D_2).

Discussion

En première conclusion, nous pouvons dire que les fluctuations statistiques d'amplitude en circuit intégrateur et en circuit non-intégrateur sont dans

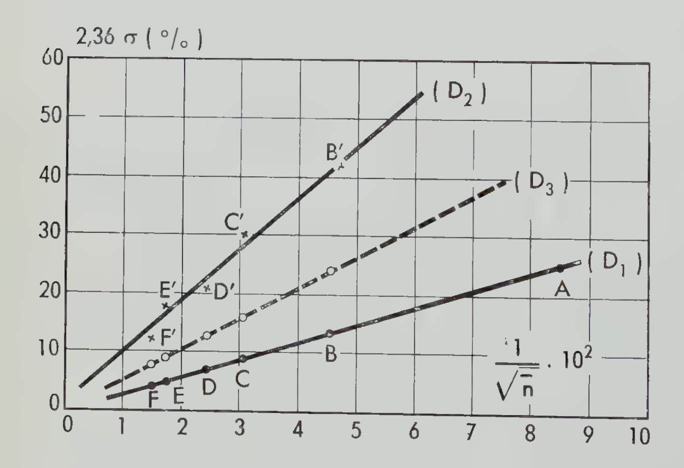


Fig. 9.

le rapport des pentes des droites (D_1) et (D_2) :

Pente de $D_2 = 2{,}5$;

Pente de $D_1 = 0{,}73$;

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{2{,}5}{0{,}73} = 3{,}4 .$$

Le rapport des pentes entre (D_2) et (D_3) explicite le terme λ. En effet, si le temps de montée de l'impulsion diminue, le terme λ diminue, donc la pente de la droite D_2 diminue; de plus, la surface hachurée sur la *figure* 1 devient plus petite : il y a donc moins de photoélectrons à considérer, ce qui augmente la pente de la droite D_3.
Les droites D_2 et D_3 tendent donc à se rapprocher si λ diminue et à s'éloigner l'une de l'autre si λ augmente.
Le rapport des pentes des droites (D_2) et (D_3) exprime une limitation en rapidité dans la réponse du photomultiplicateur.
Mais (D_2) peut varier dans un domaine qui est fonction à la fois du coefficient d'émission secondaire g_1 de la première dynode et du coefficient moyen d'émission secondaire g_2 du multiplicateur.

Contribution de g_1 et g_2.

Les expériences suivantes mettent en évidence les influences respectives de g_1 et g_2 sur les fluctuations d'amplitude.

a) Nous supposons g_1 constant et nous portons le potentiel sur l'optique d'entrée à 500 volts; les tensions sur le multiplicateur sont choisies de manière à couvrir la gamme 2 000 à 2 900 volts; les mesures de σ sont faites pour un nombre moyen donné de photoélectrons. Les résultats sont rassemblés sur la *figure* 10.

b) Supposons encore g_1 constant mais avec une valeur différente de celle du cas précédent, puisque nous choisissons comme potentiel sur l'optique d'entrée la valeur 300 volts. En procédant de la même manière qu'en (a), nous obtenons les résultats portés sur les courbes de la *figure* 11.

Les résultats, pour une tension donnée, expriment les largeurs à mi-hauteur des courbes de distribution des fluctuations statistiques.
Ces courbes présentent un minimum; elles commencent par décroître quand la tension sur le P.M. augmente, ce qui montrerait la contribution du coefficient d'émission secondaire g_2 du P.M. donnant à 2,36 σ une valeur supérieure à sa valeur minimum pour les tensions inférieures. De même, la croissance de ces courbes pour les tensions supérieures serait due, vraisemblablement, à la charge

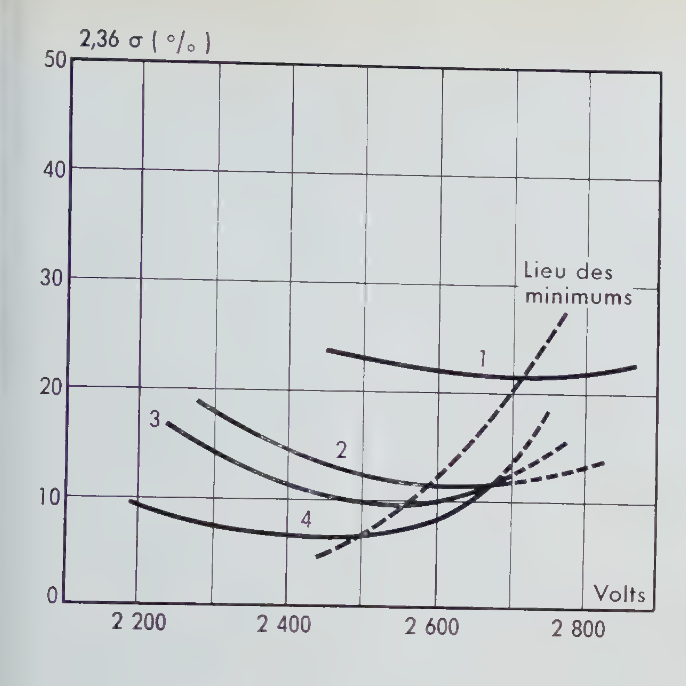


Fig. 10.

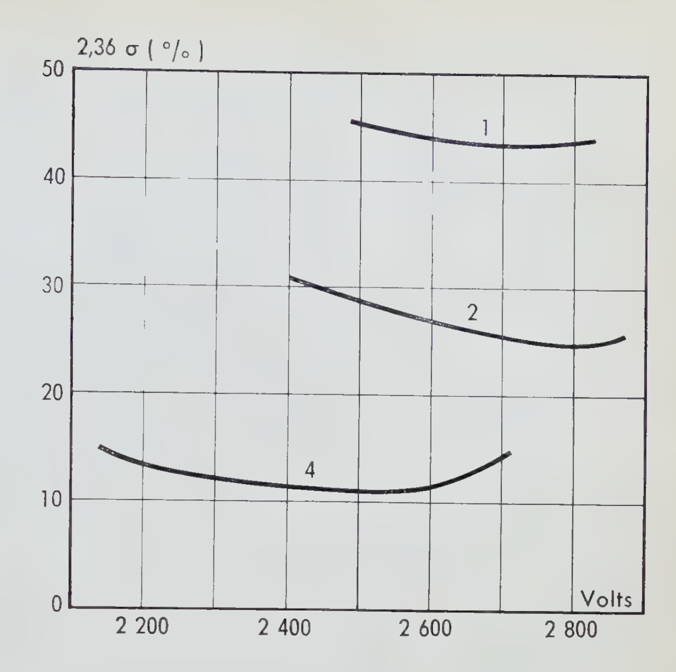


Fig. 11.

d'espace existant dans les derniers étages du photomultiplicateur; ces courbes sont donc exploitables jusqu'à leur minimum.

Pour des flux lumineux peu intenses, nous avons les courbes 1 et nous voyons que g_2 n'intervient que pour une faible part; si nous faisons le rapport entre les valeurs maximale et minimale de l'ordonnée, nous trouvons une valeur proche de l'unité : $r \simeq 1$.

Dans le cas des courbes 4, l'influence de g_2 est grande et le rapport entre les valeurs maximale et minimale de l'ordonnée se situe au voisinage de 1,6 : $r \simeq 1{,}6$.

Nous constatons que le coefficient g_2 est d'autant moins influent que le nombre moyen de photoélectrons tombant sur la photocathode est plus petit.

L'influence de g_1 peut se mettre en évidence au moyen de l'artifice qui amène à superposer les courbes de la *figure* 10 avec celles de la *figure* 11. Le rapport de coïncidence des courbes (1) est $r = 2$.

L'erreur (exprimée en pour cent de l'amplitude moyenne) faite sur la valeur de l'amplitude maximale de l'impulsion est d'autant plus grande que la tension sur l'optique d'entrée est plus faible, et cela pour des flux de photons donnés. D'autre part, l'influence de g_2 augmente avec le nombre moyen de photoélectrons tombant sur la cathode. Il est donc indispensable, dans une mesure d'amplitude maximale du P.M. rapide, de se placer au minimum de chacune des courbes (1), (2), (3) et (4) (*fig.* 10 et 11) pour obtenir la plus faible erreur, ce qui revient à dire qu'il faut baisser la tension sur le multiplicateur au fur et à mesure de l'accroissement du flux lumineux à la photocathode, comme le montre le lieu des minimums.

Les résultats décrits montrent donc que, pour une même impulsion, les fluctuations de l'amplitude maximale sont plus grandes que celles de la surface de l'impulsion.

Les dispersions d'amplitude occasionnent des dispersions en temps, il apparaît donc que les mesures d'intervalles de temps doivent être menées avec de grandes précautions.

Bibliographie

1 E. BALDINGER et W.F. FRANZEN
Amplitude and Time Measurements in Nuclear Physics.
ADV. ELECTRON. ELECTRON PHYS., vol. 8, 1956 pp. 255-315.

2 J.F VERVIER et P.C. MACQ
Réduction des dispersions dans les détecteurs à scintillations.
NUCL. INSTR. METH., vol. 1, n° 5, 1957, pp. 282-287.

3 A SARAZIN, J. SAMUELI, G. DUCROS et P. RAIMBAULT
Circuit allongeur d'impulsions rapides.
NUCL. INSTR. METH., vol. 8, n° 1, 1960, pp. 70-72.

Convertisseur temps-amplitude

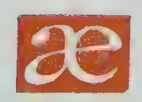
M. Banner

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE A HAUTE ÉNERGIE

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY

Sommaire

Pour déterminer la masse d'une particule, il est courant, en physique des hautes énergies, de mesurer le temps de vol de cette particule. Cela peut être fait par la méthode qui consiste à transformer la mesure d'un temps en une analyse d'amplitude, plus aisée ; aussi a-t-on, à cet effet, créé un convertisseur temps-amplitude. L'appareillage décrit dans cet article utilise un tube à double grille de commande 6BN6 dont le temps de résolution mesuré avec un générateur d'impulsion est de $5 \cdot 10^{-11}$ s . L'analyse de la réponse d'un compteur de particules, constitué par un scintillateur et un photomultiplicateur, indique qu'un temps de résolution de $5 \cdot 10^{-10}$ s peut être obtenu. Un temps de cet ordre est atteint expérimentalement avec le convertisseur.
Ce convertisseur a servi à l'étude du temps de vol des particules dans un faisceau secondaire de l'accélérateur "Saturne". On a mesuré ainsi le spectre d'énergie des mésons π, des protons, des deutons issus d'une cible de polyéthylène bombardée par des protons de 1,4 et 2 GeV.



1. Introduction

Les grands accélérateurs [1] produisent des particules de haute énergie qu'il est nécessaire, selon les cas, de détecter, d'identifier ou de séparer. Parmi les différents procédés de détection de ces particules, nous considérerons plus particulièrement les compteurs dont la caractéristique essentielle requise est une grande vitesse de réponse ; deux types de compteurs satisfont à cette exigence : les compteurs Cerenkov et les compteurs à scintillations ; nous nous occuperons surtout de ces derniers. La détermination de la masse d'une particule se fait couramment, en physique des hautes énergies, grâce aux mesures de temps de vol [2]. Nous analyserons donc quelles sont les limites théoriques et pratiques de cette méthode et nous montrerons que l'appareillage utilisé est adapté aux mesures de temps de vol des particules d'un faisceau secondaire de l'accélérateur « Saturne » (1).

(1) *« Saturne » est le synchrotron à protons du* C.E.N. *de Saclay.*

2. Généralités

Principe de la méthode de temps de vol

Parmi les procédés de détermination de la masse m d'une particule, nous nous proposons d'étudier celui qui utilise les mesures de l'impulsion p et de la vitesse v de la particule. Ces trois grandeurs m, p, v, sont reliées par l'expression :

$$p = m \beta \gamma \ ,$$

où : $\beta = \frac{v}{c} \left(\begin{array}{l} v : \text{vitesse de la particule et} \\ c : \text{vitesse de la lumière dans le vide} \end{array} \right)$

et : $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Pour une particule chargée, l'impulsion se mesure par une analyse magnétique ; quant à la vitesse, on la déduit du temps que met la particule pour parcourir une distance unité.

Deux particules de masses différentes ayant reçu la même impulsion ne mettent pas le même temps pour parvenir au même point, elles sont séparées par un intervalle de temps Δt. Si θ désigne l'erreur quadratique moyenne avec laquelle on peut mesurer le temps de vol t, l'intervalle de temps minimum mesurable, ou temps de résolution, est :

$$\Delta t \cong 2 \theta \ .$$

Dans le convertisseur, θ sera fonction des fluctuations des temps t_1 et t_2, passages de la particule dans les compteurs 1 et 2 qui définissent la base de temps de vol. C'est pourquoi nous étudierons les fluctuations des temps t_1 et t_2 .

Compteurs à scintillations

Le passage d'une particule chargée dans un scintillateur provoque une émission de lumière, dont l'intensité suit la loi :

$$I = I_0 \, e^{-\frac{t}{\tau}} \ ,$$

où τ est le temps de décroissance qui dépend du scintillateur [3] ; il est égal environ à $3 \cdot 10^{-9}$ s pour un scintillateur en polystyrène.
Cette lumière est envoyée sur un photomultiplicateur [4].

Les phénomènes qui permettent la détection de la particule, et par suite la détermination des temps t_1 et t_2 sont :

— la collection de la lumière sur la photocathode ;
— l'émission de photoélectrons par la photocathode ;
— la multiplication du nombre d'électrons dans le photomultiplicateur ;
— la transformation du courant de sortie en tension, par passage dans une résistance shuntée par une capacité.

La forme typique de l'impulsion que l'on obtient est représentée sur la *figure* 1.
D'une particule à l'autre, la forme de cette réponse varie. Ce phénomène est dû au nombre fini de photons émis et aux fluctuations du temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur.
Nous nous proposons d'analyser les fluctuations de la tension de sortie et de voir comment il faut utiliser l'information contenue dans cette impulsion pour déterminer le temps t_1 avec la meilleure précision possible.
Dans le circuit que nous décrirons, le temps t_1 est défini par le temps moyen d'arrivée des n premiers photoélectrons ; n sera choisi de façon à minimiser la fluctuation sur t_1.
Avant d'aborder l'étude du convertisseur temps-amplitude, nous allons donner un résumé des principaux points d'une théorie des fluctuations établie par E. Gatti.

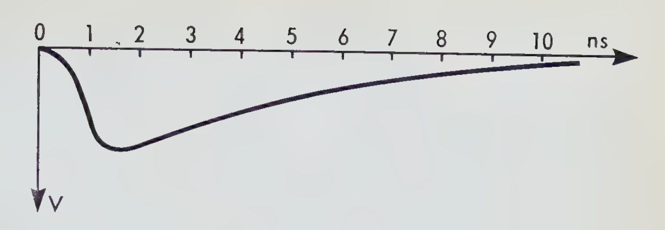


Fig. 1.

Théorie de Gatti [5]

Cette théorie commence par l'étude du comportement du photomultiplicateur dans le cas de l'émission d'un seul photoélectron. A partir de là, on calcule les fluctuations du temps t lorsque R photoélectrons sont émis suivant une loi donnée I (t).

Emission d'un photoélectron.

Si le multiplicateur était parfait, la réponse en courant devrait être : A $\delta(t)$,

où : δ est la fonction de Dirac ;
A représente le gain du photomultiplicateur.

En réalité, les fluctuations du temps de transit entre les dynodes et l'inhomogénéité des matériaux qui les composent entraînent un élargissement de la réponse en courant qui est définie par une fonction $f(t, \lambda, h)$.
L'idée de base est de caractériser l'impulsion du courant d'une part par la position de son centre de gravité sur l'axe des temps, d'autre part par sa largeur.
Le paramètre λ caractérise l'étalement de la courbe de réponse, tandis que h représente le temps écoulé entre l'émission d'un photoélectron et l'instant où le centre de gravité de $f(t, \lambda, h)$ atteint le circuit de sortie.
λ et h sont des variables statistiques qui varient d'un photoélectron à l'autre.

Si on normalise $f(t, \lambda, h)$ à l'unité, on a :

$$\int_0^\infty f(t, \lambda, h)\, dt = 1 .$$

λ est défini comme étant le moment d'ordre 2 de $f(t, \lambda, h)$, soit :

$$\lambda^2 = \int_0^\infty (t - b)^2 f(t, \lambda, h)\, dt ,$$

où b représente la position du centre de gravité de $f(t, \lambda, h)$ sur l'axe des temps.

On admettra que la valeur moyenne de λ^2 est :

$$\lambda_0^2 = (n - 1)\, \varepsilon_{dd}^2 ,$$

où n désigne le nombre de dynodes plus le collecteur, et ε_{dd}^2 la variance de la fluctuation de temps de transit interdynode. On peut démontrer, en ne tenant compte que des propriétés statistiques de l'émission secondaire, que la variance relative de λ s'écrit :

$$\varepsilon_{\lambda, r}^2 = \frac{1}{(g - 1)\,(n - 1)^2} \left(1 + \frac{3}{2g}\right) ,$$

où g est le coefficient moyen d'émission secondaire ; et que la variance de h est :

$$\varepsilon_{ph}^2 = \varepsilon_{cd}^2 + \frac{\varepsilon_{dd}^2}{g - 1} \left(1 + \frac{2}{g}\right) ,$$

où ε_{cd}^2 est la fluctuation de temps de transit photocathode-première dynode.

Émission de R photoélectrons.

La loi d'émission des photoélectrons est $I(t_i)$. Cette fonction représente la probabilité d'émission d'un électron au temps t_i.

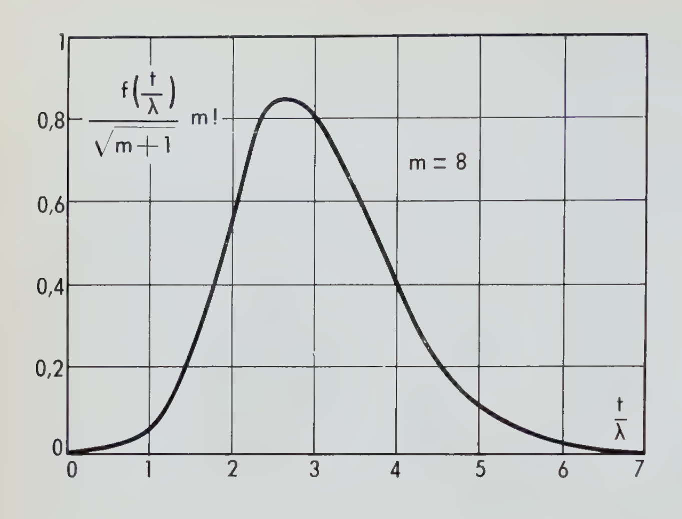


Fig. 2.

Le courant de sortie sera :

$$i(t) = \sum_{i=1}^{R} A_i f(t - t_i, \lambda_i, h_i) \quad ;$$

A_i est le gain du photomultiplicateur pour le $i^{ème}$ photoélectron ;

$i(t)$ est une fonction aléatoire des t_i et des deux paramètres λ_i et h_i dont on connaît les variances.

Le temps t_1, représentant la mesure de l'instant du passage de la particule, peut être défini de différentes manières. Il peut être :

a) Le temps θ où une certaine charge Q_0 est atteinte, la charge collectée étant

$$Q_0 = \int_0^{0} i(t)\, dt \quad ;$$

b) Le temps t_c défini comme le temps moyen d'arrivée des Q_0 premières charges collectées :

$$t_c = \frac{\int_0^{t_j} t\, i(t)\, dt}{\int_0^{t_j} i(t)\, dt} \quad ;$$

t_j est le temps où la charge Q_0 est collectée ;

c) Le temps t'_c, temps moyen d'arrivée de toutes les charges :

$$t'_c = \frac{\int_0^{\infty} t\, i(t)\, dt}{\int_0^{\infty} i(t)\, dt} \quad .$$

Dans la suite, nous ne considérerons que la définition *b*.

Gatti a pris comme loi d'émission des photoélectrons :

$$I(t) = \frac{R}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \,,$$

où τ est la vie moyenne de la fluorescence dans le scintillateur ; et comme réponse du photomultiplicateur :

$$f(t) = \frac{\sqrt{m+1}}{\lambda \cdot m\,!} \left(\sqrt{m+1}\,\frac{t}{\lambda}\right)^{m} exp\left(-\sqrt{m+1}\,\frac{t}{\lambda}\right) \,,$$

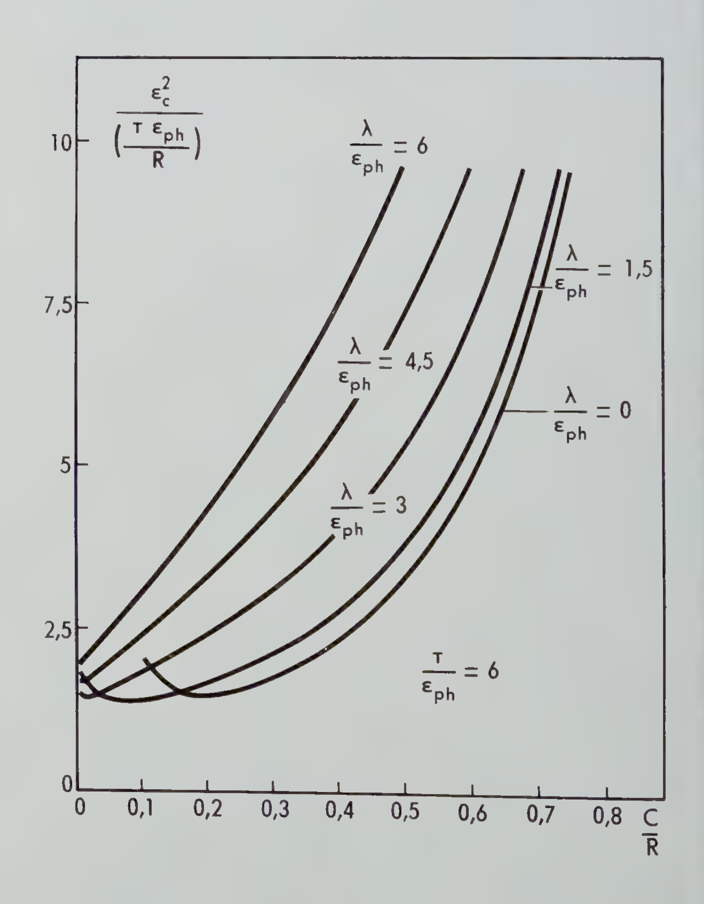


Fig. 3. — (D'après E. GATTI et V. SVELTO [5]).

où m est un paramètre de forme qui sera pris égal à 8.

$f(t, \lambda)$ est une fonction dont la représentation donne une courbe de forme très voisine de la courbe de Gauss ; elle a d'ailleurs été choisie pour cette raison (*fig.* 2).

Si ε_c^2 désigne la variance du temps t_c, ε_c^2 peut être calculé en fonction de $\left(\frac{C}{R}\right)$. C représente la charge collectée ramenée à la photocathode, c'est le nombre de photoélectrons qui ferait apparaître la charge Q_0 à la sortie du P.M.

La *figure* 3 donne un réseau de courbes représentant les variations de cette variance : $\varepsilon_c^2 = f\left(\frac{C}{R}, \lambda\right)$ dans le cas où l'on choisit $\frac{\tau}{\varepsilon_{ph}} = 6$.

Ces courbes montrent que l'influence de λ est assez faible, surtout lorsque $\frac{C}{R}$ est petit.

En principe, les valeurs de R, τ, sont connues, celles de ε_{ph} et λ peuvent être calculées.

Calcul de ε_c pour un photomultiplicateur à réponse rapide (2).

$\varepsilon_{ph} = 4{,}25 \cdot 10^{-10}$ s valeur donnée par l'équation :

$$\varepsilon_{ph}^2 = \varepsilon_{cd}^2 + \frac{\varepsilon_{dd}^2}{g-1}\left(1 + \frac{2}{g}\right) ;$$

$\lambda = 1{,}1 \cdot 10^{-9}$ s obtenue par $\lambda^2 = (n-1)\,\varepsilon_{dd}^2$.

Prenons $\frac{C}{R} \simeq \frac{10}{100}$ et $R = 100$.

D'après la *figure* 3 :

$$\varepsilon_c \cong \sqrt{1{,}65\,\frac{\tau\,\varepsilon_{ph}}{R}} = \sqrt{\frac{1{,}65 \cdot 3 \cdot 10^{-9} \cdot 4{,}25 \cdot 10^{-10}}{100}}$$

$$= \sqrt{2{,}1 \cdot 10^{-20}} = 1{,}45 \cdot 10^{-10}\ \text{s}.$$

(2) *Ce calcul est assez grossier, car* ε_{dd}, τ, C/R *sont difficiles à déterminer avec précision.*

3. Principe du convertisseur [6], [7]

Le circuit que nous allons décrire maintenant utilise comme définition des temps t_1 et t_2 les instants de passage des centres de gravité de l'impulsion donnée par les Q premiers photoélectrons dans les compteurs 1 et 2.

Cet appareillage est destiné à transformer une mesure de temps en une mesure d'amplitude. L'intérêt de cette transformation réside dans le fait que l'analyse des amplitudes est aisée grâce à un sélecteur d'amplitudes à 100 canaux.

Le problème consiste à produire une tension V qui soit proportionnelle à $t_1 - t_2 = \Delta t$.

Ce problème sera résolu à l'aide du tube à double grille de commande 6BN6. Les deux grilles de commande sont polarisées de telle sorte qu'au repos le courant d'anode est nul. Le tube 6BN6 a été utilisé sous tensions réduites afin d'atteindre le courant de saturation par application d'une tension de 1 V simultanément sur les deux grilles.

A l'instant t_1, un signal carré de 1 V d'amplitude, et de durée τ constante, se déclenche ; ce signal attaque la grille 1. A l'instant t_2, un signal semblable attaque la grille 2. Durant le temps de superposition, un courant i circule dans l'anode de la 6BN6 (*fig.* 4). Ce courant i est intégré par une capacité C.

La tension d'anode de la 6BN6 devient :

$$\frac{i}{C}(\tau - \Delta t) ;$$

elle est donc proportionnelle à Δt.

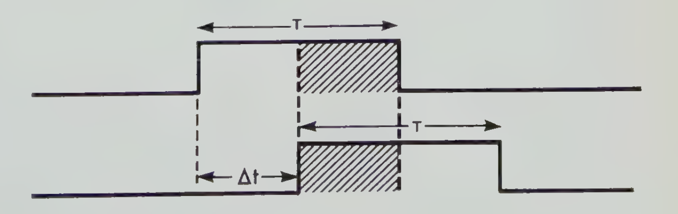


Fig. 4.

Il est nécessaire que le convertisseur comprenne :

— deux circuits de mise en forme (production des signaux carrés),
— le circuit de conversion,
— un amplificateur.

La *figure* 5 donne le schéma de cet appareil.

Circuits de mise en forme

L'impulsion d'anode du photomultiplicateur est transmise au circuit de mise en forme par un coaxial d'impédance caractéristique 100 Ω.
Le front avant de l'impulsion bloque V_1 dans la plaque de laquelle on a disposé un câble coaxial dont l'extrémité est court-circuitée. Sur la plaque, apparaît une impulsion carrée dont la durée est égale au temps de propagation aller-retour dans ce coaxial. Ceci suppose que le tube est bloqué durant un temps au moins égal à la propagation dans le coaxial. A cet effet, l'impulsion du photomultiplicateur est élargie par l'emploi d'une diode *D*. Ce procédé conserve l'allure du front de montée de l'impulsion.
La longueur du câble de mise en forme est de 3 m. Le temps de propagation aller-retour est de 25 ns.

Fig. 5. Schéma du convertisseur temps-amplitude. →

R_1	100 Ω	R_7	100 Ω	R_{14}	10 kΩ
R_2	10 kΩ	R_8	10 kΩ	R_{15}	180 Ω
R_3	50 kΩ	R_9	39 kΩ	R_{16}	56 kΩ
R_4	200 kΩ	R_{10}	4,3 kΩ	R_{17}	100 kΩ
R_5	3,3 kΩ	R_{11}	39 kΩ	R_{18}	10 kΩ
R_6	12 kΩ	R_{12}	1,8 kΩ	R_{19}	180 Ω
		R_{13}	10 kΩ	R_{20}	56 kΩ

Le circuit de conversion

Les polarisations des grilles (1) et (2) de V_2 sont réglées respectivement à − 0,9 V et − 1,5 V (tension stabilisée par une diode Zener (*Z*). Les caractéristiques statiques montrent qu'avec une tension de 1 V, la saturation en courant est atteinte. Une capacité C_8 de 30 pF est suffisante pour intégrer ce courant, car la constante de temps de plaque est de $1{,}5 \cdot 10^{-6}$, tandis que le temps de passage du courant est au maximum de 25 ns.

L'amplificateur

La tension d'anode de la 6BN6 est amplifiée par un amplificateur à résistance à très forte contre-réaction en tension. Il en résulte une grande stabilité et une bonne linéarité. La tension de sortie de l'amplificateur excite un sélecteur d'amplitudes d'impulsions à 100 canaux.

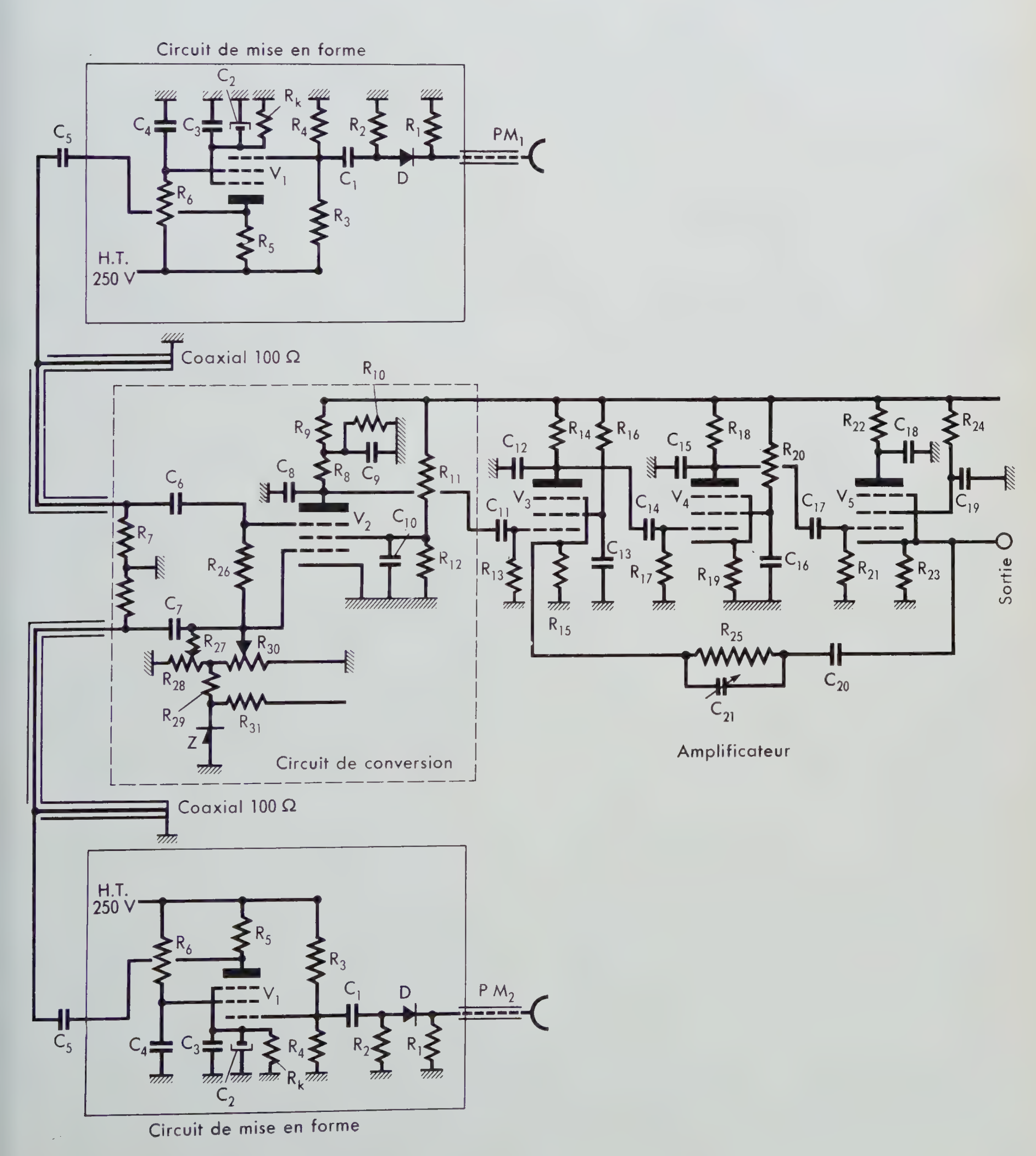
4. Mesures

Pour mesurer les performances du convertisseur, on procède à des essais avec des impulsions produites soit par un générateur, soit par une source α. L'essai utilisant une source α, consiste à placer un émetteur à l'intérieur d'un plastique scintillant et à utiliser la lumière émise pour éclairer simultanément deux photomultiplicateurs. Le but de ces essais est de s'assurer que les seules limitations qui interviennent dans la mesure des temps proviennent des photomultiplicateurs, et de déterminer quelle résolution on obtient.

Dispositif utilisé

Le schéma de principe est indiqué sur la *figure* 6. Les impulsions d'anode, après leur passage dans une boîte à retard réglable, attaquent les circuits de mise en forme. L'intervalle de temps entre deux impulsions est ainsi rendu variable et nous permet de tracer la courbe d'étalonnage (*fig.* 7).
Pour que le fonctionnement du circuit de mise en forme soit correct, il faut que l'amplitude des impulsions d'anode soit supérieure à 3 V. Il est commode d'opérer cette sélection par un trigger sur les impulsions de dynodes qui ont environ 60 % de l'amplitude de celles d'anodes.
Cette solution évite de perturber la voie d'anode. Les impulsions de sortie du trigger sont mises en coïncidence, ainsi on ne conservera que les bonnes impulsions. Dans cet essai avec la source α, toutes les impulsions sont supérieures à 3 V et la coïncidence n'a pour effet que d'éliminer les impulsions du bruit de fond.
L'impulsion de coïncidence excite un monovibrateur qui permet d'obtenir les 10 V négatifs nécessaires à l'ouverture du sélecteur.

R_{21}	100 kΩ	R_{29}	1,9 Ω	C_5	0,1 µF	C_{13}	10 000 pF	C_{21}	150 pF
R_{22}	10 kΩ	R_{30}	2,2 kΩ	C_6	1 000 pF	C_{14}	10 000 pF	Z	BZ4
R_{23}	180 Ω	R_{31}	12 kΩ (bobiné)	C_7	1 000 pF	C_{15}	56 pF	D	GEX66
R_{24}	56 kΩ	R_k	2,2 kΩ	C_8	30 pF	C_{16}	10 000 pF	V_1	E180F
R_{25}	470 Ω	C_1	10 000 pF	C_9	0,1 µF	C_{17}	10 000 pF	V_2	6BN6
R_{26}	100 kΩ	C_2	8 µF (chimique)	C_{10}	10 000 pF	C_{18}	10 000 pF	V_3	6AK5
R_{27}	100 kΩ	C_3	10 000 pF	C_{11}	10 000 pF	C_{19}	10 000 pF	V_4	6AK5
R_{28}	2,2 kΩ	C_4	10 000 pF	C_{12}	36 pF	C_{20}	10 000 pF	V_5	6AK5



Résultats obtenus

Essais avec un générateur d'impulsions.

Les deux impulsions simultanées d'un générateur à relais à mercure sont envoyées sur le convertisseur. L'histogramme des impulsions enregistrées ne s'étendait que sur un intervalle de trois canaux. (Cet histogramme est une approximation de la courbe continue que l'on pourrait obtenir si le sélecteur d'amplitude comportait un nombre très grand de canaux). Nous appellerons *courbe de coïncidence* la courbe continue ajustée sur cet histogramme. Dans le cas présent, la largeur à mi-hauteur de cette courbe, qui exprime le temps de résolution de l'instrument, était de l'ordre de $5 \cdot 10^{-11}$ s . Sur une durée de 10 heures, le déplacement de la courbe de coïncidence était de l'ordre de $5 \cdot 10^{-11}$ s .

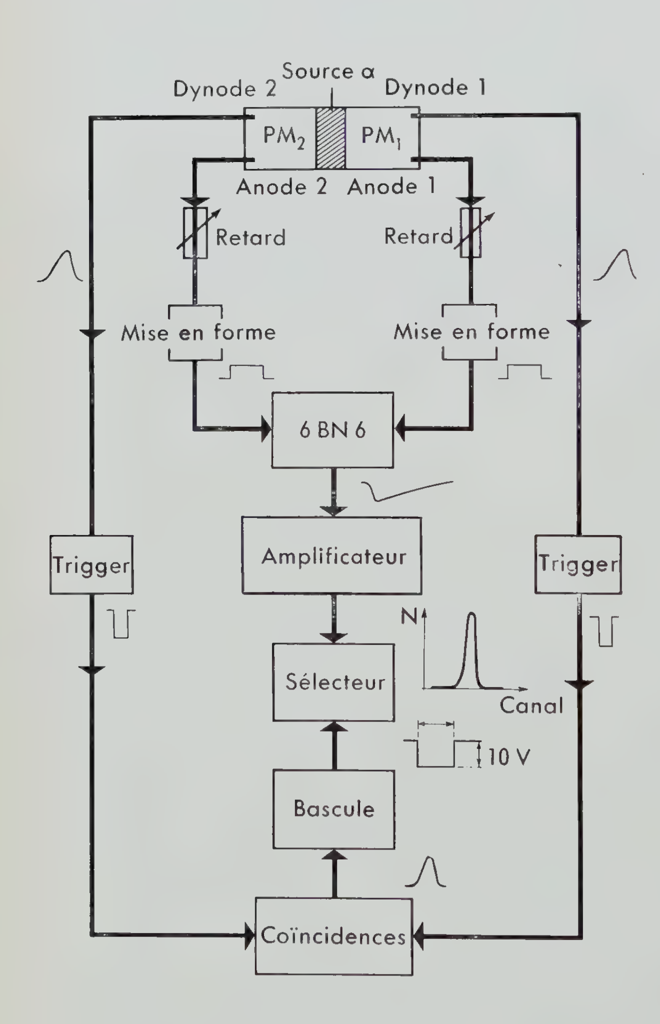


Fig 6. *Schéma de principe du dispositif utilisé pour un essai avec une source de radiations α .*

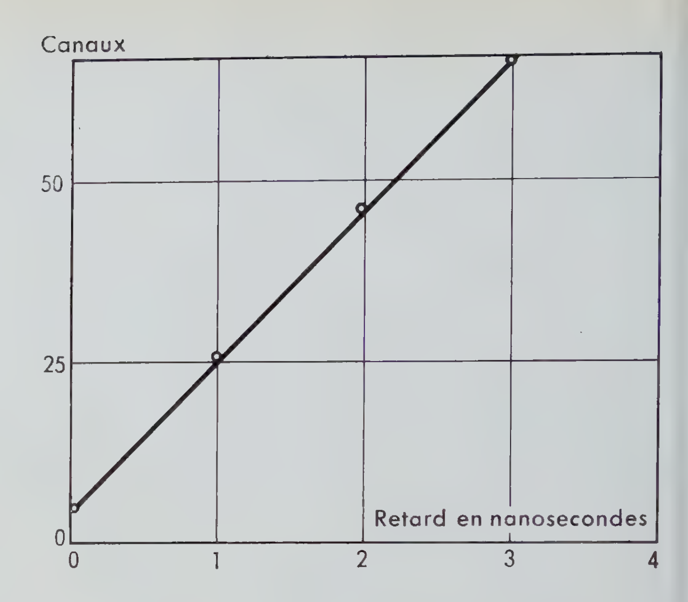


Fig 7. *Courbe d'étalonnage.*

Afin d'étudier la résolution des photomultiplicateurs, le gain de l'amplificateur du sélecteur a été réglé de telle sorte qu'un canal représente $5 \cdot 10^{-11}$ s .

Essais faits en utilisant un seul photomultiplicateur.

L'anode d'un photomultiplicateur est connectée à chacune des deux entrées du convertisseur. Dans ce cas, la largeur à mi-hauteur de la courbe de coïncidence est de $2 \cdot 10^{-10}$ s (*fig.* 8).

Essais avec une source de radiations α .

Les deux photomultiplicateurs sont connectés aux deux entrées du convertisseur.
Lorsque les tensions varient entre 1 900 V et 2 200 V indépendamment l'une de l'autre, le temps de résolution (3) reste constant et est égal à

$$6,5 \cdot 10^{-10} \pm 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

(à la stabilité près d'un canal) (*fig.* 8).

Influence de la focalisatrice.

On a appliqué une tension de 30 V sur la focalisatrice (4) de l'optique d'entrée du photomultipli-

(3) *Le temps de résolution est le plus petit intervalle de temps que l'appareil puisse résoudre.*

(4) *La tension normale est de 5 V.*

cateur [4]. La résolution devient $9 \cdot 10^{-10}$ s. En effet, on ne prend que les photoélectrons qui sont émis par la région centrale de la photocathode. Ceci conduit à deux effets qui sont, d'une part la réduction par un facteur 3 du nombre de photoélectrons collectés et d'autre part, une diminution de la fluctuation photocathode-première dynode, qui atteint une valeur de l'ordre de 10^{-10} s.

Dans ces conditions :

$$\varepsilon_{ph}^2 = \varepsilon_{cd}^2 + \frac{\varepsilon_{dd}^2}{g - 1}\left(1 + \frac{2}{g}\right) \approx (3 \cdot 10^{-10})^2 ,$$

et alors :

$$\varepsilon_c = k \sqrt{\frac{\tau\, \varepsilon_{ph}}{R}} .$$

Comme R est divisé par 3 et ε_{ph} par $\sqrt{2}$, ε_c est multiplié par

$$\sqrt{\frac{3}{\sqrt{2}}} = 1,5 .$$

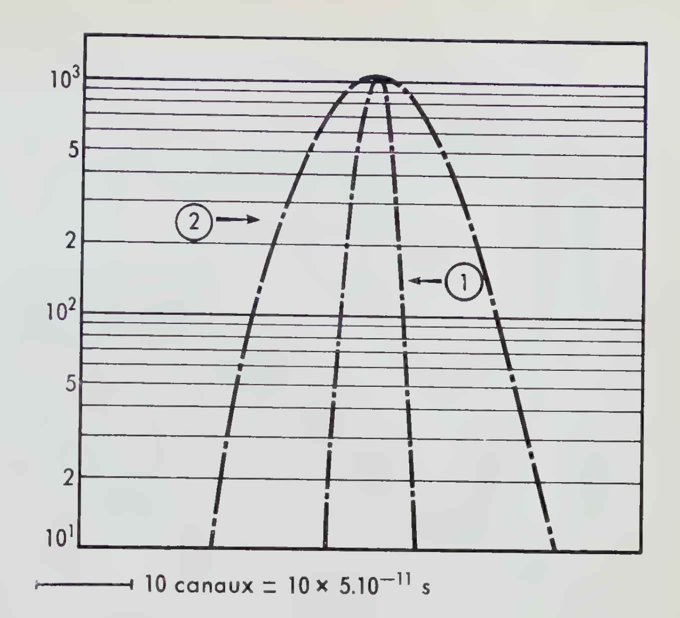


Fig. 8. *Courbes de coïncidence.*

1 : Un seul photomultiplicateur est utilisé, sa sortie étant dédoublée entre les entrées 1 et 2 du convertisseur temps-amplitude.

2 : Courbe obtenue dans les conditions normales : deux photomultiplicateurs sont connectés respectivement aux entrées 1 et 2 du convertisseur.

Comparaison entre les résultats et la théorie

Dans ce chapitre, nous allons montrer que le convertisseur définit le temps t_c comme étant le temps moyen d'arrivée des C premiers photoélectrons. A cet effet, il est nécessaire de calculer la tension de sortie du convertisseur en fonction du courant de sortie du photomultiplicateur.

On étudiera donc successivement :

— la tension de mise en forme,
— le comportement du tube 6BN6,
— la tension de sortie du convertisseur.

Tension de mise en forme.

Le schéma équivalent du circuit de mise en forme est représenté sur la *figure* 9 où :

C_1 : est la capacité d'anode du photomultiplicateur,
C_2 : la capacité d'entrée du tube E180F,
C_3 : la capacité d'entrée du tube 6BN6.

Dans ce calcul, nous ne tiendrons compte que de la constante de temps de sortie du photomultiplicateur, c'est-à-dire 1,5 ns ; nous négligerons celle d'entrée du tube E180F (0,5 ns) et celle de la plaque de l'E180F (0,25 ns). Le conducteur coaxial sera supposé parfait.
En première approximation, cela revient à dire que le début de l'impulsion de courant sera intégré. Finalement, la tension à l'entrée de E180F sera Q (t) et ce tube sera bloqué à l'instant t_1 où $Q(t_1) = Q_0$. Le fait de négliger les autres constantes de temps revient à dire que la tension à l'entrée du tube 6BN6 sera proportionnelle à Q (t) jusqu'au temps t_1, puis qu'elle restera égale à Q_0.

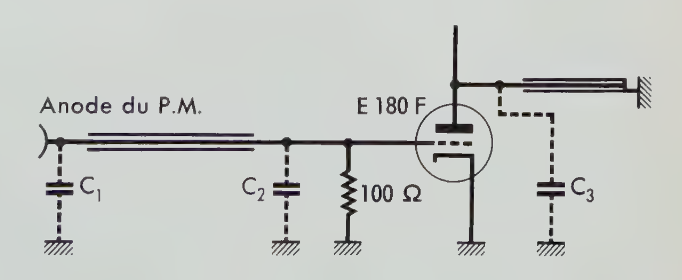


Fig. 9. *Schéma équivalent du circuit de mise en forme.*

C = 15 pF C_2 = 10 pF C_3 = 5 pF.

Comportement du tube 6BN6 .

Les caractéristiques statiques du tube 6BN6 montrent que le courant est proportionnel à la tension de grille, tant qu'il n'est pas saturé. Supposons, pour simplifier le calcul, que la voie 2 fournisse à l'une des grilles du tube 6BN6 un signal idéal de forme carrée et non affecté de fluctuations, ce signal s'arrêtant à l'instant τ (*fig.* 10). Le signal transmis à l'autre grille sera proportionnel à la charge Q (t) fournie par le P.M. de la première voie. L'intensité du courant anodique J du tube 6BN6 sera sensiblement proportionnelle à Q (t) pour $t < t_1$ et à Q_0 pour $t_1 < t < \tau$.

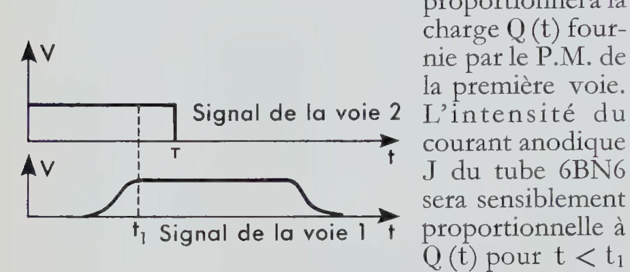


Fig. 10.

Calcul de la tension de sortie.

La tension de sortie du convertisseur est proportionnelle à :

$$\int_0^{t_1} Q(t)\,dt + Q_0(\tau - t_1) = V \quad ;$$

soit encore :

$$t_1 Q(t_1) - \int_0^{t_1} t\, i(t)\,dt + Q_0(\tau - t_1) = V \ ,$$

car :

$$Q'(t) = i(t) \qquad \text{et} \qquad Q(t_1) = Q_0 \,.$$

Si on se souvient que, par définition :

$$t_c = \frac{\int_0^{t_1} t\, i(t)\,dt}{\int_0^{t_1} i(t)\,dt} = \frac{\int_0^{t_1} t\, i(t)\,dt}{Q_0} \ ,$$

$$V = Q_0(\tau - t_c) \,.$$

Conclusion

Tout se passe comme si un signal carré existait sur la voie 1, son instant de départ étant égal au temps moyen d'arrivée des Q_0 premiers électrons.

Calcul numérique de la fluctuation.

Reportons nous aux courbes de la *figure* 3. On constate que ε_c varie peu avec C/R dans l'intervalle compris entre 0,5 et 0,2 environ, pour $\frac{\lambda}{\varepsilon_{ph}} = 2{,}5$. (Le calcul nécessite une interpolation entre les courbes correspondant respectivement à $\frac{\lambda}{\varepsilon_{ph}} = 3$ et 1,5).

On peut donc écrire :

$$\varepsilon_c^2 = 2\,\frac{\tau\,\varepsilon_{ph}}{R} \,.$$

La source α a une énergie de 5 MeV (le corps employé est le polonium). La source α étant placée entre les deux photomultiplicateurs, chaque photomultiplicateur reçoit la moitié de la lumière, cela correspond sensiblement à une centaine de photoélectrons :

$$\varepsilon_c^2 \cong 2\,\frac{3\cdot 10^{-9} \times 4{,}25\cdot 10^{-10}}{100} \qquad \text{pour} \quad \tau = 3\,.\,10^{-9}\ \text{s}$$

$$= \frac{25\cdot 10^{-19}}{100}$$

$$= 10^{-20} \times 2{,}5$$

d'où :

$$\varepsilon_c \cong 1{,}6\cdot 10^{-10}\ \text{s} \,.$$

On peut montrer que la courbe de coïncidence peut être correctement exprimée par une courbe de Gauss dont la largeur à mi-hauteur a pour expression :

$$W_{1/2} = \sqrt{2}\cdot \varepsilon_c \cdot 2{,}36 \,.$$

Le facteur $\sqrt{2}$ provient de l'addition quadratique des écarts affectant les temps t_1 et t_2 de passage de la particule à travers les compteurs 1 et 2, respectivement. Le facteur 2,36 permet de passer de l'écart type à la largeur à mi-hauteur de la courbe de Gauss. Si l'on remplace ε_c par la valeur calculée ci-dessus, on obtient :

$$W_{1/2} \cong 5{,}3\cdot 10^{-10}\ \text{s} \,.$$

Ce résultat est en assez bon accord avec la valeur expérimentale de $6{,}5 \pm 0{,}5 \cdot 10^{-10}$ s, si l'on tient compte de l'imprécision du calcul et de petits effets instrumentaux sur lesquels il est impossible de s'étendre ici.

Comme nous l'avons déjà constaté,

$$\varepsilon_c = f\left(\frac{C}{R}\right)$$

varie peu lorsque C/R est faible. Ce résultat est conforme à l'expérience où nous avions constaté une indépendance de la courbe de résolution par rapport aux variations de la tension appliquée au photomultiplicateur.

Influence des paramètres du photomultiplicateur scintillateur sur la résolution.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que :

$$\varepsilon_c^2 \cong 2 \cdot \frac{\tau\, \varepsilon_{ph}}{R} \, .$$

Nous allons considérer le problème sous deux aspects, celui du scintillateur et de son guide de lumière, et celui du photomultiplicateur.
Pour réduire ε_c, il faut diminuer la valeur du rapport τ/R. En fait, cela revient à choisir un scintillateur qui a le meilleur facteur de mérite, ce facteur étant le rapport entre le temps de décroissance et le nombre de photons émis. D'autre part, il faut soigner la collection de lumière afin d'augmenter R.
Le photomultiplicateur intervient tout d'abord par la sensibilité de la photocathode et par le facteur ε_{ph}^2. Ce facteur ε_{ph}^2 est donné par :

$$\varepsilon_{ph}^2 = \varepsilon_{cd}^2 + \frac{\varepsilon_{dd}^2}{g-1}\left(1 + \frac{2}{g}\right) .$$

On peut obtenir une réduction de ε_{ph} en réduisant les fluctuations des temps de transit.

Le premier terme, ε_{cd}, fluctuation du temps de transit entre la photocathode et la première dynode, est le plus important. Toutefois, le second terme, représentant les fluctuations interdynodes a une influence non négligeable. (Dans le cas du P.M. que nous avons utilisé : $\varepsilon_{cd}^2 \simeq \frac{\varepsilon_{dd}^2}{g-1}\left(1 + \frac{2}{g}\right)$). Il provient essentiellement des deux premiers étages, car la fluctuation sur le temps moyen d'arrivée est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'électrons en jeu.

Pour conclure, en ce qui concerne les fluctuations de temps de transit, seuls les premiers étages sont en cause.

5. Etude d'un faisceau secondaire

Les protons accélérés dans l'accélérateur « *Saturne* » excitent une cible de polyéthylène située dans une section droite. On désire étudier la nature et le spectre en énergie des particules diffusées par la cible. Ces particules sont prises dans un angle solide dont l'axe fait un angle de 35° par rapport à la trajectoire des protons incidents et dans les cas où les protons possèdent une énergie E_p de 1,4 et 2 GeV.

Les particules seront identifiées par leur masse et nous avons vu au chapitre 1 qu'il est nécessaire de connaître leur impulsion et leur vitesse.

Une lentille électromagnétique est placée à 4,3 m de la cible suivant un axe faisant un angle de 35° avec la direction des protons incidents [8].

Cette lentille, composée de trois quadrupôles, forme une image de la cible à environ 12 m (*fig.* 11). Un aimant, dont le but est de séparer les particules en fonction de leur impulsion, est placé immédiatement après le dernier quadrupôle. Le long de l'axe de sortie de cet aimant. on a donc un faisceau de particules dont l'impulsion est bien définie.

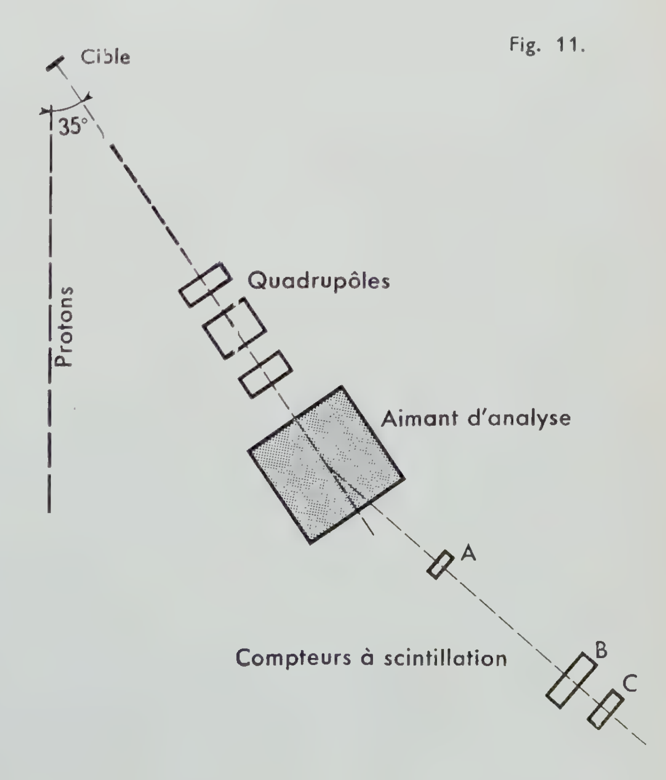


Fig. 11.

Mesure du temps de vol

Disposition des compteurs.

Le dispositif de détection, ou *télescope*, des particules est composé de trois compteurs à scintillations *A*, *B*, *C* (*fig.* 12) disposés le long de l'axe de sortie de l'aimant analyseur.

d'impédance caractéristique 100 Ω.
La sélection d'amplitude a été effectuée sur les impulsions venant des dynodes, comme dans l'essai avec la source α.
Afin de diminuer les coïncidences fortuites, on impose à la particule de traverser un troisième compteur *B* qui est mis en coïncidence avec les sorties de dynodes des compteurs *A* et *C*.
La dernière condition est que le sélecteur ne compte que durant le temps de bombardement de la cible, à un instant du cycle d'accélération où les protons ont l'énergie moyenne désirée. A cet effet, un circuit

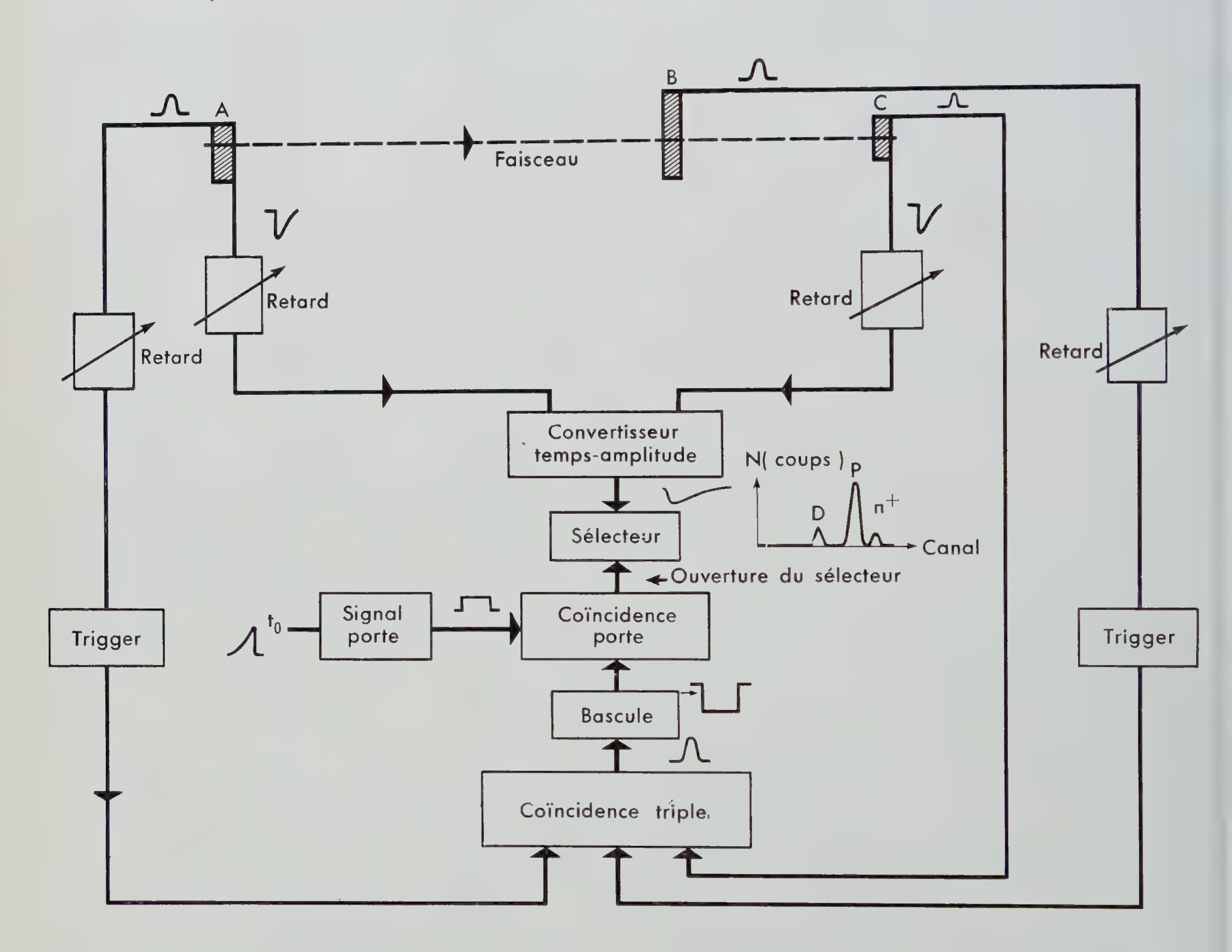


Fig. 12. *Schéma de principe employé dans la mesure du temps de vol.*

Electronique associée.

Les compteurs *A* et *C* définissent la base de temps de vol. Les impulsions d'anode sont acheminées vers le convertisseur à l'aide de câbles coaxiaux

auxiliaire fournit une impulsion rectangulaire dont la durée peut être ajustée entre 0,01 et 0,1 seconde (*fig.* 12, signal *porte*), et sa mise en coïncidence avec la sortie du monovibrateur assure l'ouverture du sélecteur pendant les intervalles de temps désirés.

Résultats.

Courbe d'étalonnage (fig. 13).

Le gain du sélecteur est ajusté de façon à obtenir une sensibilité de 4 canaux par nanoseconde.

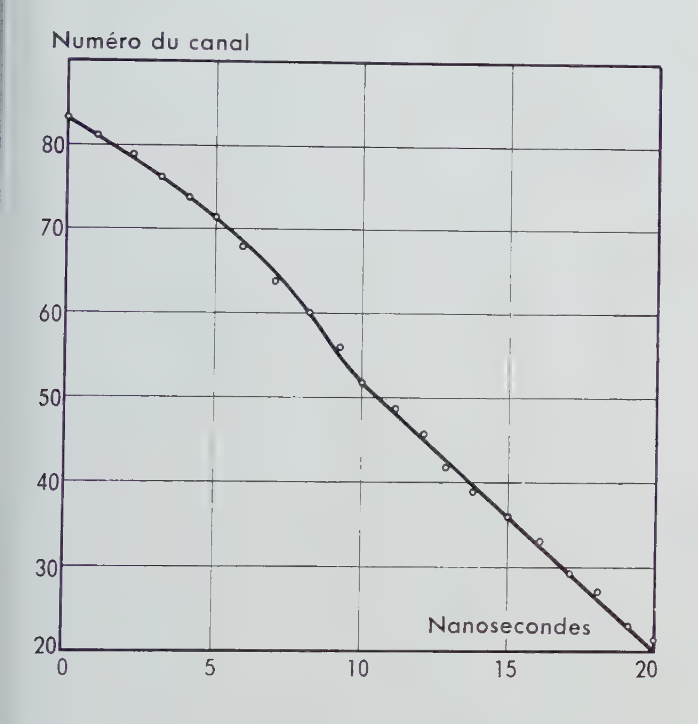


Fig. 13. *Courbe d'étalonnage.*

Mesure du temps de vol

La *figure* 14 représente l'enregistrement du sélecteur pour une impulsion de 1,2 GeV/c ([5]).

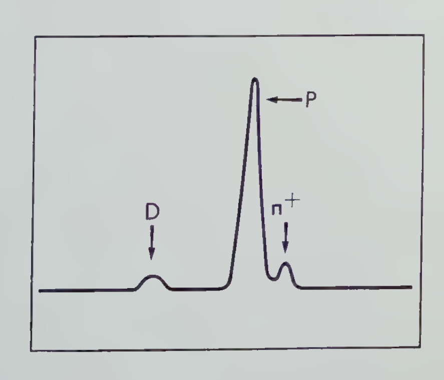


Fig. 14.

De gauche à droite, nous observons les deutons, les protons et les mésons π .
Il est possible de calculer la différence de temps de vol entre protons et deutons de même impulsion et de comparer à la valeur mesurée.
La *figure* 15 représente cette comparaison.

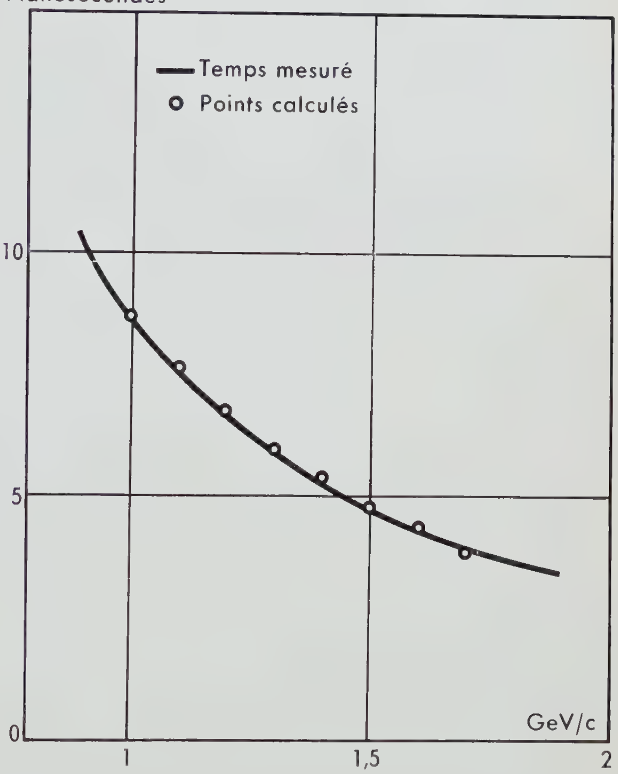


Fig. 15. *Différences de temps de vol entre protons et deutons.*

Base de temps de vol : 3,50 m.

Spectres obtenus.

Pour une impulsion donnée, le spectre de masse obtenu sur le sélecteur permet, par la mesure de l'aire de chaque raie, de déterminer le nombre de particules de chaque type. En faisant varier l'impulsion d'analyse, on obtient les spectres de production de deutons, protons et mésons π (*fig.* 16, 17, 18, 19, 20).

([5]) 1 eV/c *est l'unité d'impulsion dans le système où la masse est exprimée en eV et la vitesse de la lumière dans le vide prise égale à l'unité.*

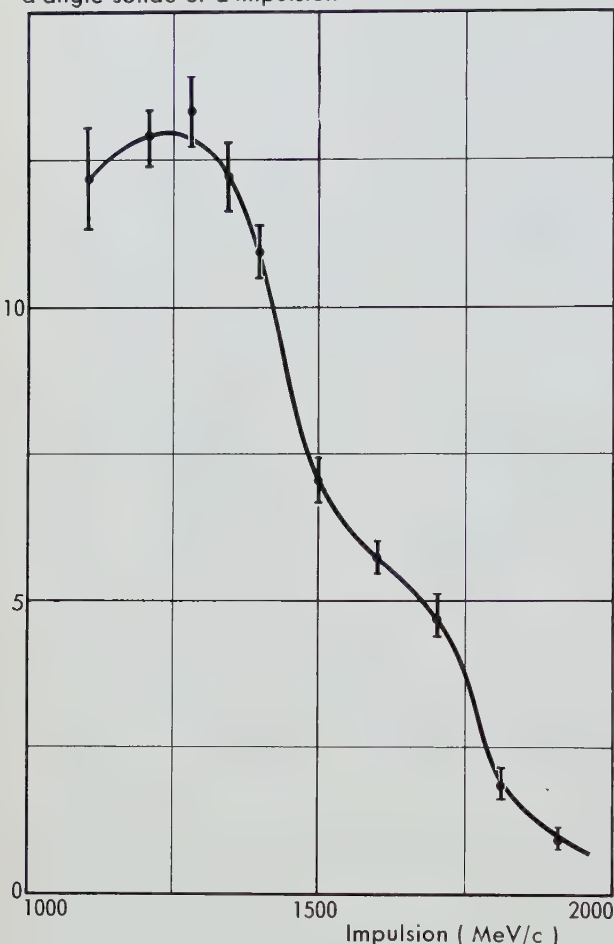


Fig. 16. *Nombre de deutons émis, en fonction de leur impulsion, à 35° de la direction des protons incidents, par une cible de CH_2 .*

L'énergie des protons incidents est : $E_p = 1,4$ GeV.
L'échelle des ordonnées est arbitraire.

Sur le spectre des protons de la *figure* 18, nous observons une raie pour une impulsion de 1,45 GeV. Cette raie provient du choc élastique $p + p \longrightarrow p + p$ sur les noyaux d'hydrogène du CH_2. Dans le choc proton-carbone, il se produit des éclatements du noyau de carbone qui conduisent à distribution continue de protons et deutons ; quant aux mésons π, ils sont créés essentiellement par les réactions :

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+$$

$$p + n \longrightarrow n + n + \pi^+$$

$$p + n \longrightarrow p + p + \pi^- .$$

Conclusion

Nous venons de décrire un sélecteur en temps et nous avons analysé la précision théorique et pratique qu'il permet d'obtenir. Les limitations proviennent de l'ensemble photomultiplicateur-scintillateur. Toutefois, si on utilisait un photomultiplicateur donnant un front de montée plus raide la précision des mesures dépendrait du tube 6BN6 qui possède l'inconvénient d'avoir une capacité de valeur importante entre la grille 3 et l'anode, et de débiter une faible intensité (0,1 mA).

Le convertisseur permet d'explorer rapidement la composition d'un faisceau secondaire. Ce sélecteur est capable également de se prêter à d'autres mesures de temps comme, par exemple, des durées de vie moyennes de particules instables dont le temps de vie est compris entre $5 \cdot 10^{-10}$ s et $5 \cdot 10^{-8}$ s .

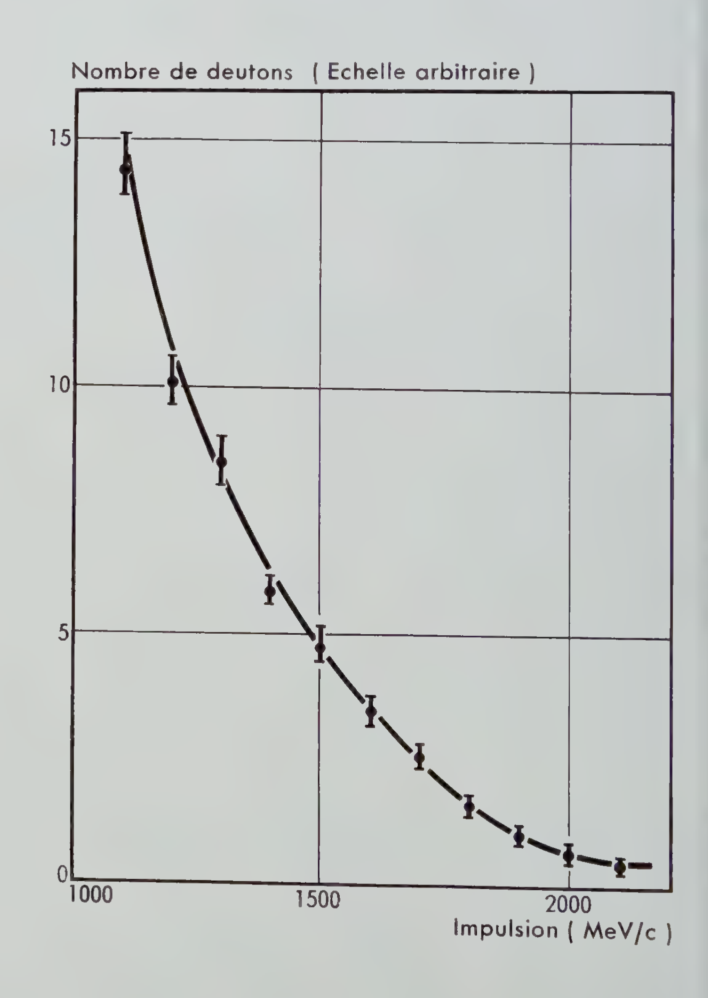


Fig. 17. *Spectre des deutons émis dans les mêmes conditions que celles de la figure 16, mais avec $E_p = 2$ GeV.*

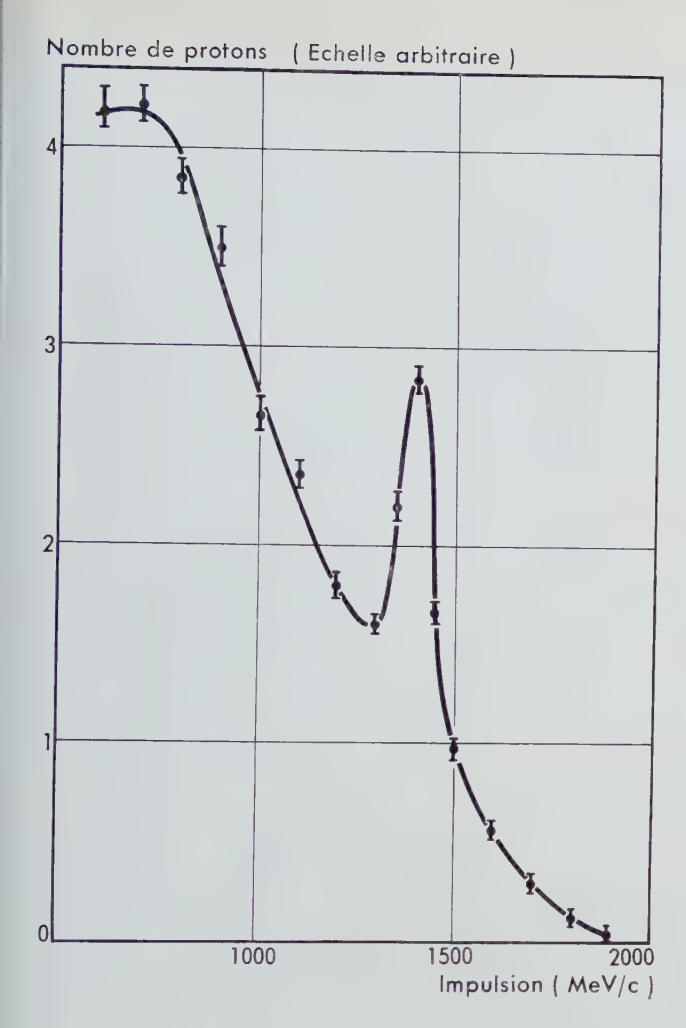
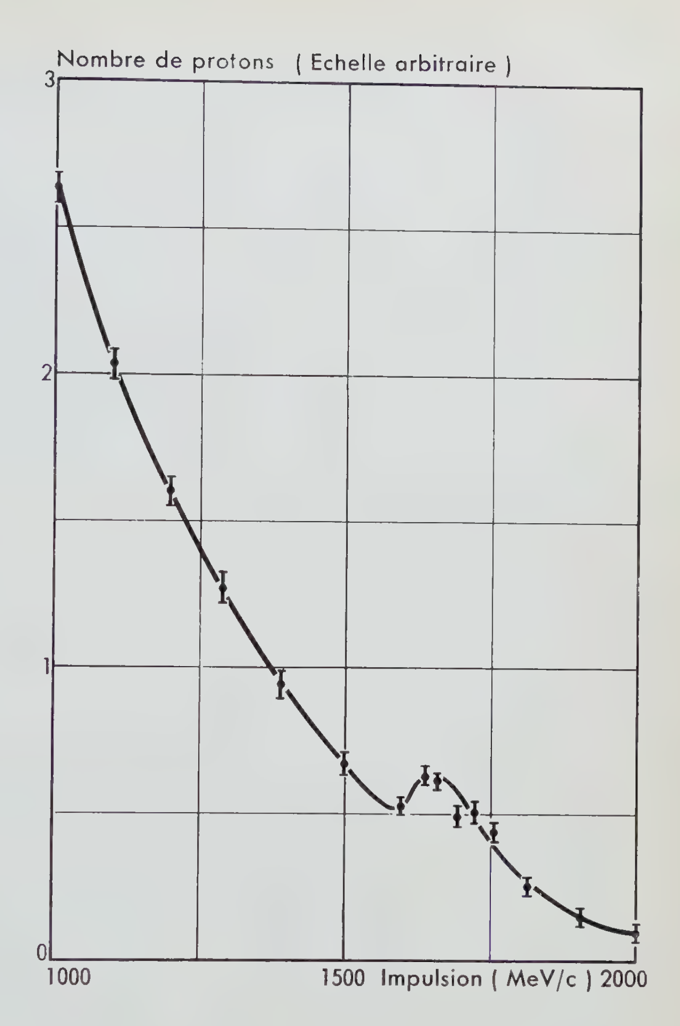


Fig. 18. *Nombre de protons émis dans les mêmes conditions que celles de la figure 16, mais avec* $E_p = 1{,}38$ *GeV.*



Ci-contre, en haut :

Fig. 19. *Nombre de protons émis dans les mêmes conditions que celles de la figure 16, mais avec* $E_p = 2$ *GeV.*

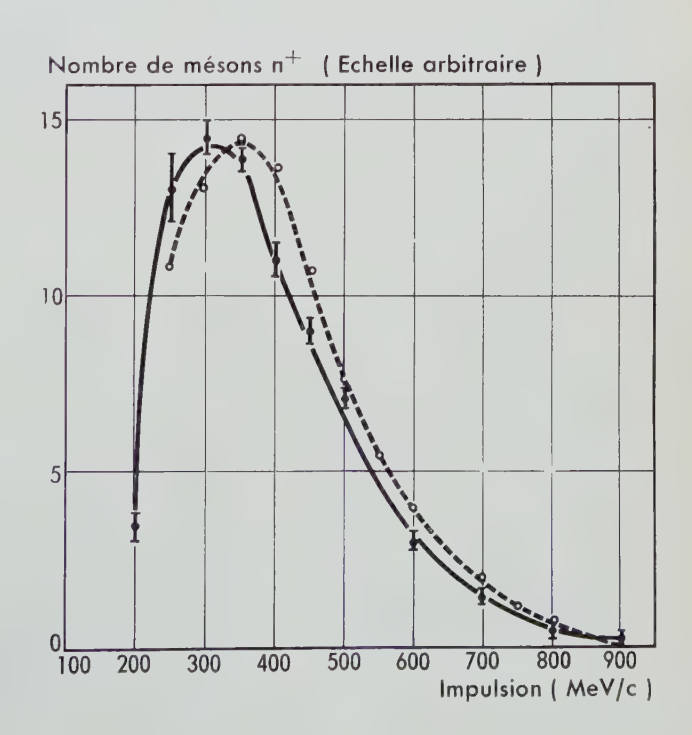
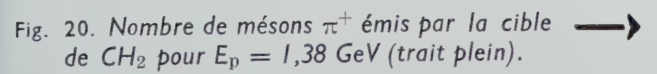


Fig. 20. *Nombre de mésons* π^+ *émis par la cible de* CH_2 *pour* $E_p = 1{,}38$ *GeV (trait plein).*



La courbe en pointillé représente la prédiction théorique fondée sur le modèle du nucléon excité, la désexcitation de ce dernier étant suivie de l'émission d'un méson π.

Bibliographie

1 Le synchrotron à protons « Saturne » du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.
ONDE ELECTR., vol. 39, n° 387, juin 1959, numéro spécial.

2 J.-C. BRISSON, J.-F. DETOEUF, P. FALK-VAIRANT, B. THEVENET, G. VALLADAS et L. VAN ROSSUM
Equipement du Groupe d'Electronique du Service de Physique Corpusculaire à Haute Energie du C.E.N. de Saclay.
ONDE ELECTR., vol. 39, n° 387, juin 1959, numéro spécial, pp. 626-630.

3 G.-A. MORTON
The Scintillation Counter.
C.R. COLL. INTERN. ELECTRON. NUCL., Paris, 1958.
ED. A.I.E.A., Vienne, 1959, pp. 3-13.

4 G. PIETRI
Etude et réalisation d'un photomultiplicateur conçu dans le domaine de la nanoseconde.
C.R. COLL. INTERN. ELECTRON. NUCL., Paris, 1958.
ED. A.I.E.A., Vienne, 1959, pp. 57-65.

5 E. GATTI and V. SVELTO
Theory of Time Resolution in Scintillation Counters.
NUCL. INSTR. METH., vol. 4, n° 4, mai 1959, pp. 189-201.

6 R.E. GREEN and R.E. BELL
Notes on a Fast Time-to-Amplitude Converter.
NUCL. INSTR. METH., vol. 3, n° 3, sept. 1958, pp. 127-132.

7 G.C. NEILSON and D.B. JAMES
Time of Flight Spectrometer for Fast Neutrons.
REV. SCI. INSTR., vol. 26, n° 11, novembre 1955, pp. 1018-1024.

8 J.-P. MERLO
Production de protons par chocs pions - Carbone à 445 MeV.
THÈSE, Paris, 1960.

Mesures de vitesses des particules auprès du synchrotron à protons du C.E.R.N.

R. Meunier et J.-P. Stroot

C. E. R. N.
ORGANISATION EUROPÉENNE
POUR LA RECHERCHE NUCLÉAIRE
GENÈVE

Sommaire

La discussion des méthodes employées pour mesurer la vitesse des particules de hautes énergies auprès d'un grand accélérateur fait ressortir les avantages des compteurs de Cerenkov d'un type particulier. La description de ces compteurs, ainsi que le principe de leur réalisation sont donnés.
Le résultat de leur utilisation pour l'analyse des faisceaux secondaires du synchrotron à protons du C.E.R.N. au cours d'expériences récentes illustre leurs possibilités.



1. Introduction

Les particules produites dans un grand accélérateur comme le synchrotron à protons du CERN par interaction des protons accélérés à 25-29 GeV, avec une cible, comprennent toute la gamme variée de celles qui sont déjà connues.
Les protons et les neutrons sont accompagnés de leurs antiparticules, antiprotons et antineutrons. Les mésons π, obtenus en abondance, donnent, par décroissance, des mésons μ et des électrons. Les particules étranges s'observent pourvu que leur durée de vie soit suffisante — cas des mésons K^+ et K^- — jusqu'à des distances qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètres.

Toutes ces particules, provenant de la cible et formant les faisceaux secondaires, diffèrent par leur charge, leur masse, leur abondance, leur spectre énergétique et leur distribution angulaire.
Le physicien a pour tâche d'approfondir la connaissance de la matière et il essaie de le faire par l'étude des propriétés physiques des particules créées dans les interactions.
L'utilisation des faisceaux secondaires, provenant de la cible bombardée par les protons primaires, soit après *identification*, soit après *séparation* des diverses particules, forme la majeure partie de l'activité expérimentale auprès d'un grand accélérateur.

2. Séparation physique des particules dans un faisceau

La séparation physique des différentes particules d'un faisceau consiste principalement en son enrichissement relatif en une sorte de celles-ci, par exemple les mésons K ou les antiprotons, par élimination des autres, les mésons π ou les protons suivant les cas.



Fig. 1. *Photomultiplicateur rapide entouré des pièces détachées destinées à son montage et de son blindage magnétique. (Document CERN).*

Les méthodes suivies rappellent celles de la spectrométrie de masse et mettent toutes en jeu les effets combinés des champs magnétiques et électriques.
La méthode d'absorption différentielle utile en physique des basses énergies est difficilement applicable aux hautes énergies.
Les séparateurs électromagnétiques perdent aussi rapidement leur efficacité et l'appareillage nécessaire à une séparation acceptable devient vite encombrant et onéreux, avec l'accroissement de l'énergie.
La longueur de l'appareil est un défaut évident pour les particules à vie brève, comme par exemple les mésons K ($\tau = 1{,}22 \cdot 10^{-8}$ s.). Le parcours moyen de mésons K de 0,5 GeV est de quatre mètres seulement. Pour les hypérons, aux plus hautes énergies accessibles au synchrotron de 25 GeV, le parcours moyen se compte en décimètres et la méthode est inapplicable. Les séparateurs électromagnétiques sont principalement utilisés pour les irradiations des chambres à bulles.
Les chambres à bulles, équipement de tout grand accélérateur, ne peuvent pas être déclenchées sur un phénomène identifié à l'avance par des compteurs. Elles doivent obligatoirement être détendues avant le passage du faisceau, car leur temps de sensibilité ne commence qu'à la détente.
Elles sont donc incapables de choisir l'événement, qui doit donc être suscité en irradiant la chambre avec un faisceau déjà trié physiquement. Les séparateurs forment donc l'un de leurs accessoires essentiels et ils sont conçus plus spécialement pour leurs besoins que pour ceux des physiciens travaillant avec des compteurs.

3. Identification des particules individuelles dans un faisceau

L'identification repose sur la détermination de la charge et de la masse. Des compteurs de Cerenkov associés à des systèmes de déflexion et focalisation magnétiques permettent ces mesures.
L'identification électronique des particules s'est développée, en raison des sujétions des séparateurs et aussi parce qu'elle ouvre la voie à l'emploi de faisceaux intenses permettant, en principe, des mesures statistiquement précises.
Deux méthodes sont actuellement utilisées. Elles consistent toutes les deux à mesurer la vitesse des particules individuelles d'un faisceau déjà analysé en impulsion par un système de déflexion magnétique.

Mesures des vitesses par temps de vol

La méthode la plus classique s'appelle la méthode du temps de vol.
Deux compteurs à scintillations ou à radiateur Cerenkov sont placés sur le passage du faisceau, séparés par une distance l connue sous le nom de base.

La vitesse de chaque particule mesurée par son rapport avec la vitesse de la lumière est donnée par la formule :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{l}{ct}, \qquad (1)$$

où t représente le temps s'écoulant entre les impulsions fournies par les deux compteurs. La précision relative de la mesure de la vitesse est égale à :

$$\left|\frac{\delta\beta}{\beta}\right| = \frac{\delta t}{t} = \frac{\beta c\,\delta t}{l}. \qquad (2)$$

Pour un temps de résolution donné de l'ensemble, δt, fixé par l'appareillage électronique, l'erreur relative ne décroît que comme $\frac{1}{l}$.

La longueur de la base dépend de la précision $\frac{\delta\beta}{\beta}$ nécessaire au cours d'une expérience : nous voulons, par exemple, être certains de l'identification d'une sorte de particules parmi d'autres, telle que les antiprotons d'un faisceau qui comprend en outre des électrons, des mésons μ^-, des mésons π^-, des mésons K^-. Pour cela il suffit que l'erreur relative sur la détermination de la masse de chaque particule $\frac{\delta m}{m}$ soit inférieure à une certaine quantité A qui est de l'ordre de quelques pour cent, pour une bonne séparation des raies du spectre de masse.

La valeur de $\frac{\delta m}{m}$ est donnée par :

$$\frac{\delta m}{m} = \gamma^2 \frac{\delta\beta}{\beta} + \frac{\delta p}{p} \leqslant A, \qquad (3)$$

avec $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

$\frac{\delta p}{p}$ représente la dispersion de l'analyse magnétique en impulsion. C'est une donnée indépendante de la mesure de la vitesse. Par comparaison des formules 2 et 3, nous obtenons la longueur de la base nécessaire :

$$l > \frac{m\beta c}{1 - \beta^2}\,\frac{\delta t}{\delta m}. \qquad (4)$$

D'après (4) on constate que lorsque β tend vers l'unité, l est une fonction très rapidement croissante et sa limite raisonnable sera vite atteinte. En effet, deux compteurs séparés par de grandes distances n'acceptent plus qu'un très faible angle solide du faisceau total. Ceci en limite sévèrement l'intensité, et empêche d'autre part l'observation des particules à vie brève.
Le facteur δt représentant le temps de résolution du circuit électronique est en principe susceptible d'amélioration. Sa valeur s'est abaissée d'un facteur dix au cours des dix dernières années. Par exemple nous avons réalisé un circuit du type *chronotron* [1] et un circuit du type *circuit de coïncidence à trois diodes* [2] qui utilisent comme définition du temps de passage d'une particule le centre de gravité de l'impulsion provenant du compteur. Cette définition nous libère des erreurs provoquées par la fluctuation de hauteur des impulsions et nous obtenons le temps de résolution δt le plus court possible, compte tenu des erreurs introduites par le détecteur et le photomultiplicateur.

Au cours de mesures auprès du synchrotron à protons, notre choix s'est porté sur certains photomultiplicateurs en raison de leur rapidité, du faible

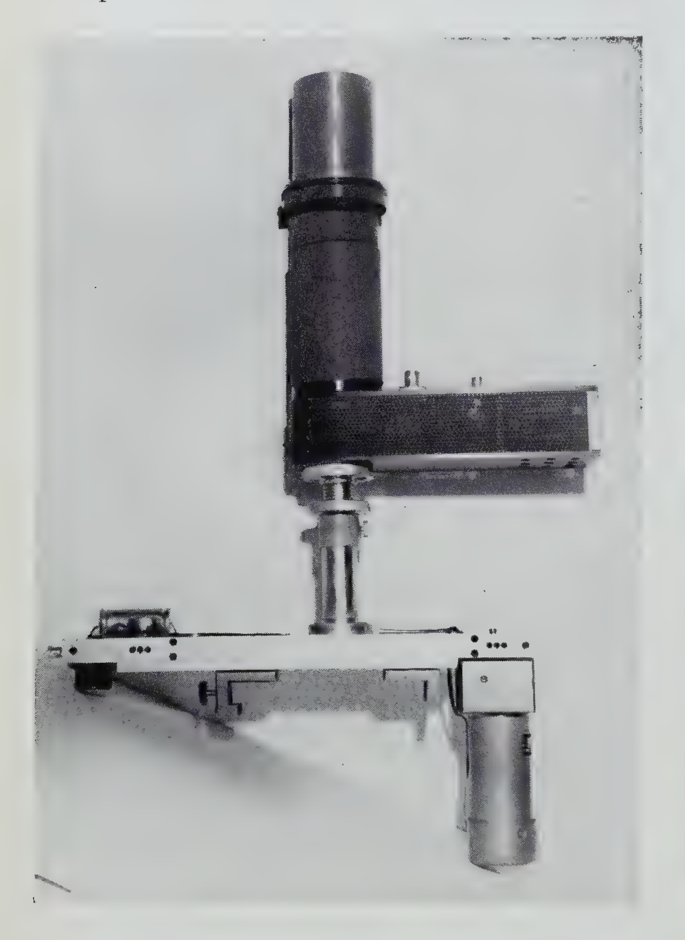


Fig. 2. *Compteur Cerenkov de définition de faisceau avec son blindage magnétique et son système de positionnement par télécommande. (Document CERN).*

étalement dans le temps de l'impulsion et de leurs fluctuations de temps de transit réduites (*fig.* 1). Le radiateur n'était pas, comme il est habituel, un scintillateur plastique, mais consistait simplement en un radiateur parallélépipédique de plexiglas de 25 mm d'épaisseur (*fig.* 2, 3, 4). Celui-ci, traversé par des particules animées de vitesse $\beta > 0{,}66$, donne une émission de lumière de Cerenkov. Celle-ci est faible, environ vingt fois moins intense que celle émise par un plastique scintillant de mêmes dimensions, mais sa décroissance est instantanée et elle ne présente pas d'étalement dans le temps, en dehors des inévitables effets de propagation de la lumière dans le radiateur.
Cette propriété rend les radiateurs de Cerenkov préférables aux scintillateurs dans tous les cas où la rapidité des photomultiplicateurs et de l'électronique associée est assez grande. Elle leur permet les très grands taux de comptages instantanés rencontrés dans les faisceaux pulsés. En effet, l'absence de traînage dans l'émission de lumière évite de surcharger le photomultiplicateur par une partie de l'impulsion inutile à la définition du temps de passage.
L'utilisation d'une ligne de coupure n'est plus nécessaire. La *figure* 5 *a* représente les résultats obtenus au cours d'un essai (le montage est donné *figure* 5 *b*), avec un faisceau de particules chargées positivement, mésons π^+ et protons, et un faisceau négatif π^- et antiprotons. La résolution δt atteint 0,7 nanoseconde. Elle est suffisante pour montrer les diverses particules bien séparées, avec une contamination négligeable. Cependant, il serait difficile d'aller beaucoup plus loin dans cette direction, car les

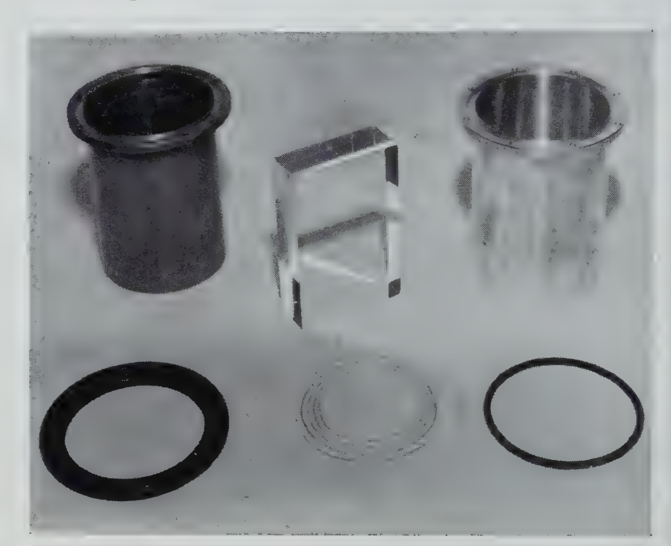




Fig. 3-4. *Radiateurs Cerenkov en plexiglas. (Document CERN).*

Sur chaque cliché :
A droite : boîtier de protection en aluminium;
A gauche : boîtier en mu-métal utilisé au voisinage des aimants.

limitations proviennent simultanément de deux causes.

Tout d'abord, la lumière met un certain temps pour aller de son point d'émission, endroit de passage de la particule, à la photocathode. En général ce temps varie d'une particule à l'autre. Cet effet est le *défaut d'isochronisme* du compteur. Déjà vingt centimètres de parcours dans un scintillateur plastique ou dans du plexiglas correspondent à une durée d'une nanoseconde. Ce défaut n'est pas absolument sans remède.

Il est possible de construire un radiateur isochrone pour toutes les particules d'un faisceau, par exemple un compteur de Cerenkov à focalisation en anneau ; mais comme nous le verrons, un tel compteur suffit à lui seul pour mesurer avec précision la vitesse des particules.

Une autre limitation provient du photomultiplicateur qui étale un éclairement isochrone et instantané de la photocathode en une impulsion d'environ 2 nanosecondes de largeur totale au minimum.

Toutes ces raisons rendent problématique une diminution prochaine de δt dans un rapport dépassant 10 ou 100, absolument nécessaire lorsque la vitesse β s'approche de l'unité et que γ^2 augmente rapidement.

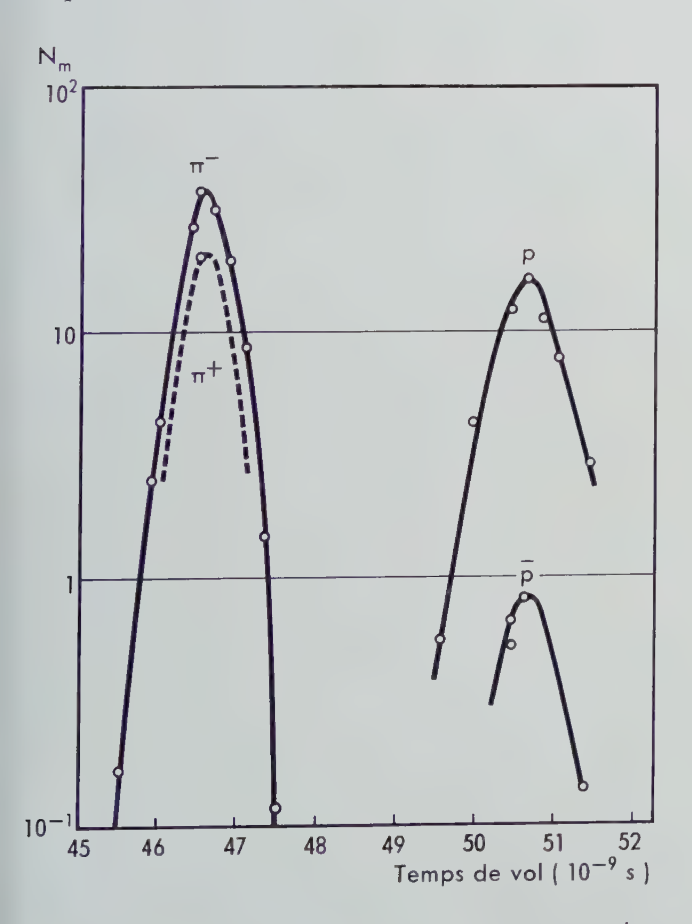


Fig. 5 a. *Résultats des mesures de vitesses correspondant à la méthode du temps de vol.*

Identification au moyen des détecteurs de Cerenkov

Quelques propriétés de la lumière de Cerenkov.

La lumière de Cerenkov est émise dans tous les milieux transparents, quelle que soit leur nature, par toute particule chargée animée d'une vitesse suffisante.

L'émission de lumière revêt l'aspect caractéristique d'une onde de choc ; elle se fait à angle constant par rapport à la trajectoire de la particule. L'angle est donné par la formule :

$$\cos \theta = \frac{1}{n \beta} \cdot \qquad (5)$$

Elle n'est produite que si la vitesse β dépasse la valeur $\frac{1}{n}$. Elle est polarisée. Son intensité I par unité de largeur de bande de fréquence lumineuse $\Delta\nu$, ne dépend que de la charge Z de la particule et de l'angle d'émission.

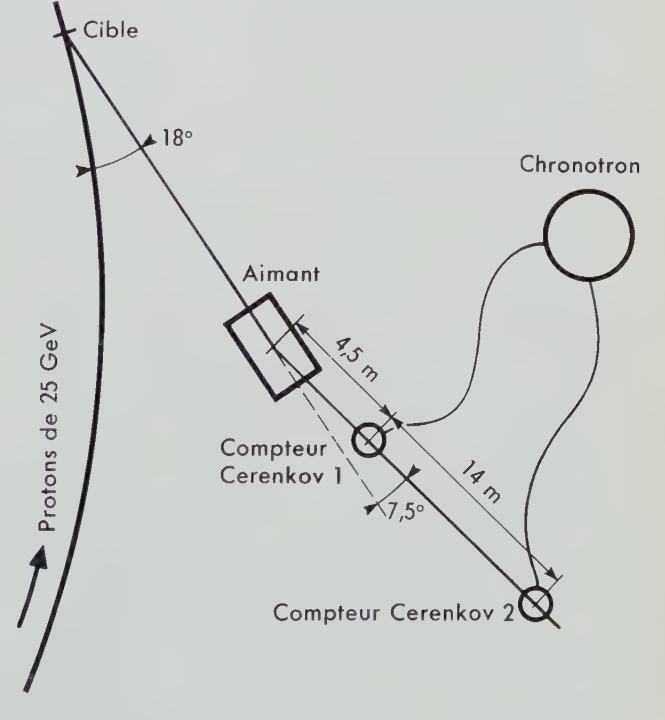


Fig. 5 b.

$$I = \frac{4\pi^2 e^2 z^2}{h c^2} \sin^2\theta \cdot \qquad (6)$$

Le nombre de photoélectrons émis par une photocathode recevant ce rayonnement est donné, pour une épaisseur de 1 cm de radiateur par la relation :

$$N = 4\pi^2 e c z^2 \int \varepsilon(\lambda)\, t(\lambda) \sin^2\theta \frac{d\lambda}{\lambda^3}, \qquad (7)$$

où : $\varepsilon(\lambda)$ représente l'efficacité quantique de la photocathode et $t(\lambda)$ représente le coefficient de transmission des milieux optiques traversés par la lumière.

Cette formule montre que, aux variations près de sensibilité de la photocathode et de transparence, le courant photoélectrique est proportionnel à $1/\lambda^3$. La lumière de Cerenkov n'est donc efficace que dans l'ultraviolet.

Le calcul donne comme intensité du courant mesuré en nombre moyen de photoélectrons par centimètre de parcours pour les photomultiplicateurs rapides munis — cas typique — d'une optique de *plexiglas* épaisse de 5 cm :

$$N = 116 \sin^2\theta .$$

Les mêmes tubes munis d'une fenêtre de quartz fondu transparent à l'ultraviolet donnent, avec une optique de 5 cm d'épaisseur de même matière :

$$N = 272 \sin^2\theta .$$

Une optique de verre de même épaisseur réduirait considérablement ces chiffres en raison de l'absorption dans le proche ultraviolet.

Ce nombre de photoélectrons étant relativement faible, on utilise pratiquement dans les compteurs de Cerenkov des radiateurs de *plexiglas* d'un centimètre d'épaisseur au moins, ou des radiateurs gazeux (gaz comprimés) dont la dimension est de l'ordre du mètre.

Mesure des vitesses en utilisant les propriétés de la lumière de Cerenkov.

L'émission lumineuse par effet Cerenkov nous offre plusieurs méthodes de mesure de la vitesse d'une particule.

COMPTEUR A SEUIL

Le seuil d'émission est atteint pour $\beta = 1/n$. Cette propriété est simple à utiliser.
Toutefois, il faut que la vitesse se trouve dans un domaine correspondant à des valeurs de l'indice acceptables. Ainsi pour $0{,}62 < \beta < 0{,}78$, on pourra choisir des liquides. Mais pour $0{,}78 < \beta < 1$, seuls les gaz comprimés pourront être employés. Un photomultiplicateur ne donnera une impulsion que si la vitesse dépasse la valeur choisie. En principe un autre compteur semblable réglé pour une vitesse différente permettra de décider si la vitesse de la particule se trouve comprise entre deux valeurs.
Cependant cette méthode souffre de quelques inconvénients. L'émission au voisinage du seuil, c'est-à-dire pour θ voisin de zéro, est très faible ; elle commence par les plus courtes longueurs d'onde qui sont les plus facilement absorbées par réflexion et transmission. Suivant les conditions de travail et de sensibilité du photomultiplicateur, le compteur ne commencera à donner des impulsions que lorsque la vitesse aura dépassé la valeur théorique d'une petite quantité essentiellement variable et mal déterminée.
Cependant, un compteur de Cerenkov à seuil présente un avantage dans certaines applications ; il n'est pas directionnel ; il compte malgré une divergence éventuelle du faisceau.
Nous avons utilisé, au cours d'une expérience sur la capture des mésons μ^- par le carbone, un compteur à seuil formé par un radiateur d'eau et un photomultiplicateur rapide pour éliminer les mésons π^- d'un faisceau de μ^- [3].

COMPTEURS DE CERENKOV A SÉLECTION DE VITESSES DIFFÉRENTIELLES

Une autre possibilité de mesure de la vitesse d'une particule nous est fournie par la distribution de la lumière de Cerenkov à un angle constant autour de la direction de sa trajectoire. Si des particules de même vitesse, parallèles ou légèrement divergentes, traversent un milieu transparent, un observateur placé dans ce dernier et regardant dans la direction des particules incidentes voit un anneau lumineux à chaque passage. Cet anneau apparaît dans une direction fixe qui ne dépend ni de la position de la particule, ni de celle de l'œil de l'observateur (*fig.* 6).
L'intensité et surtout la rapidité du phénomène rendent cet effet inobservable en pratique par l'œil humain, mais il l'est par des photomultiplicateurs.
Un appareil photographique, mis au point sur l'infini, regardant le même radiateur, focalise une image circulaire, toujours la même quelle que soit la particule, mais de rayon plus ou moins grand dépendant de sa vitesse.

Le rayon de l'anneau est donné par la formule :

$$R = F\,tg\,\theta = F\sqrt{n^2\beta - 1}\ , \qquad (8)$$

où F est la distance focale de l'appareil.
Remplaçons la plaque photographique par une photocathode munie d'un diaphragme annulaire de rayon convenable ; seules les particules de vitesse donnée produiront une impulsion dans le photo-multiplicateur.

Les compteurs de Cerenkov à sélection de vitesses différentielle sont fondés sur ce principe.

Au cours des deux dernières années, nous avons réalisé et utilisé pour nos expériences auprès du synchrocyclotron de 600 MeV et du synchrotron à protons de 25-29 GeV du CERN des compteurs de ce type appelés D.I.S.C. (Differential, Isochronous, Self-Collimating Cerenkov Counter).

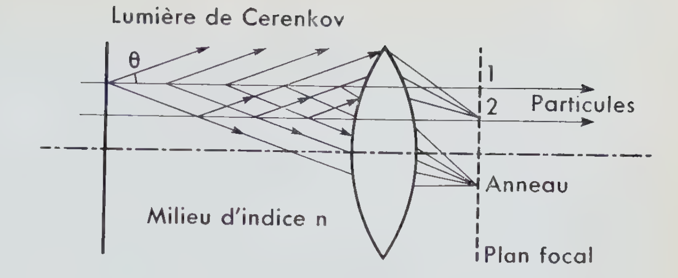


Fig. 6. *Schéma de la focalisation en anneau.*

La lumière produite par la particule 1 et celle produite par la particule 2 suivent le même trajet et sont focalisées sur le même anneau.

Nous allons maintenant étudier ces appareils plus en détail.

4. Compteur du type D.I.S.C. à radiateur liquide

Un D.I.S.C. à radiateur liquide peut être utilisé pour des valeurs de β comprises dans le domaine 0,66 — 0,96 . Sa résolution $\delta\beta/\beta$, mesurée dans les conditions expérimentales, varie de 0,01 pour les faibles vitesses à 0,004 pour la vitesse maximale ; son efficacité est voisine de un pour les particules animées de la vitesse désirée. La zone de vitesses entre 0,96 et 1 n'est pas couverte par le D.I.S.C. à radiateur liquide et cela est intentionnel : elle est réservée à d'autres compteurs D.I.S.C. à radiateur gazeux spécialement conçus pour des valeurs de γ supérieures à 3,5.

Pour une variation du diamètre apparent de l'anneau $\delta\beta$, la résolution $\delta\beta/\beta$ varie en fonction de l'angle Cerenkov suivant la formule :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\delta\theta}{tg\,\theta}\ . \qquad (9)$$

Le D.I.S.C. se compose d'un radiateur cylindrique rempli de liquides choisis pour leur indice de réfraction (*fig.* 7, 8, 9, 10, 11). Dans le domaine de vitesses propre au D.I.S.C., les angles de Cerenkov pour les liquides usuels sont relativement grands, mais cela ne constitue pas un inconvénient majeur, car la résolution $\delta\beta/\beta$ nécessaire ne dépasse pas quelques millièmes.

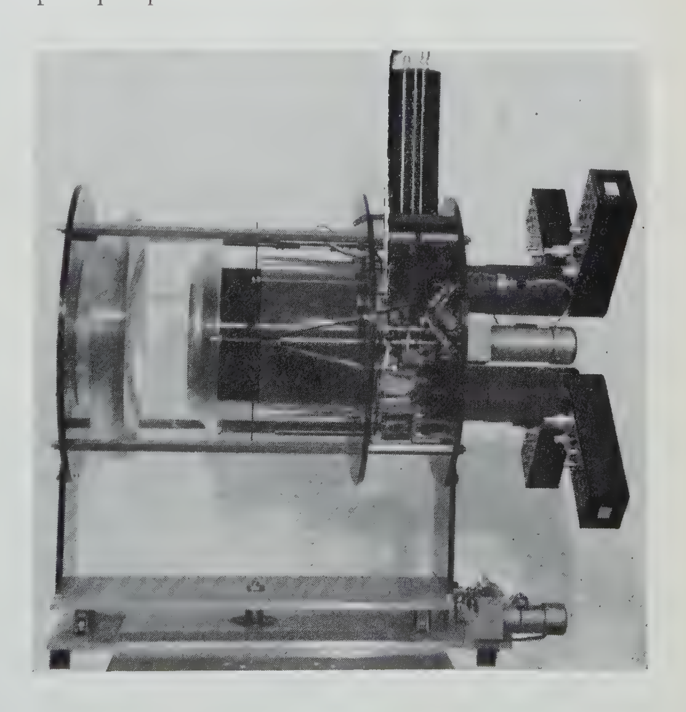


Fig. 7. *Vue générale du D.I.S.C. ouvert, monté sur un plateau d'orientation télécommandé. (Document CERN).*

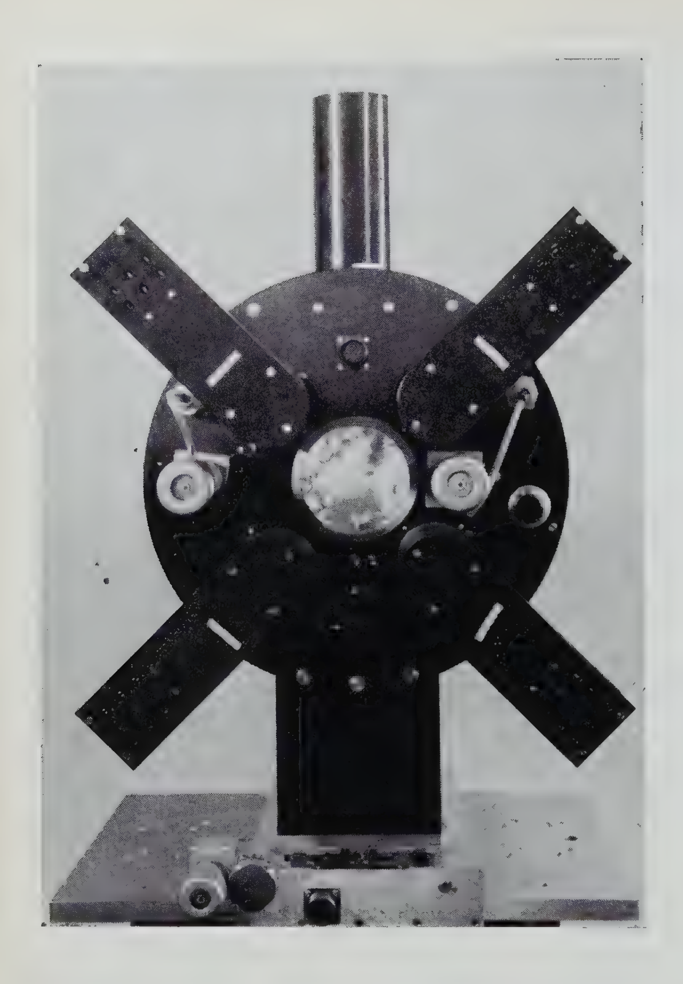


Fig. 8. *Vue frontale du D.I.S.C. (entrée des particules). (Document CERN).*

On distingue au centre la fenêtre d'aluminium mince, les quatre photomultiplicateurs en croix, les moteurs d'entraînement de la cellule et de la lentille. Le tube noir vertical est un compteur Cerenkov de définition incorporé.

Une meilleure résolution devient nécessaire lorsque γ augmente au delà de 3,5. L'angle de Cerenkov θ doit alors être assez faible — quelques degrés — ce qui conduit à l'emploi d'un radiateur de gaz comprimé d'indice voisin de l'unité.
La valeur de la vitesse acceptée par le compteur doit pouvoir être modifiée en cours d'expérience. Une variation de la pression d'un gaz est un moyen commode de changer son indice de réfraction et donc de choisir la vitesse que la particule doit avoir pour que l'on obtienne l'image de l'anneau sur l'ouverture du diaphragme.
Un radiateur liquide ne possède pas cette souplesse : il faut alors modifier la distance focale de l'optique pour l'adapter à la vitesse acceptée par le compteur. Le radiateur gazeux est contenu dans un récipient capable de supporter la pression et relativement long (1 mètre). Le radiateur liquide du D.I.S.C. n'a que 8,5 cm d'épaisseur et s'adapte à des géométries compactes.

Les particules chargées se ralentissent en traversant la matière et leur vitesse ne peut pas toujours être considérée comme constante au cours de la traversée d'un radiateur Cerenkov. Cet effet est surtout sensible pour les particules légères aux vitesses les plus faibles.

La correction de l'effet de ralentissement est possible avec un radiateur liquide. Le récipient est fractionné en cellules d'épaisseur suffisamment faible pour que le ralentissement puisse y être considéré comme négligeable. Celles-ci sont remplies avec des liquides d'indices croissants.

La lumière provenant de chacune d'elles, après avoir traversé toutes les cellules suivantes, émergera dans l'air sous un angle constant θ_s — différent de l'angle Cerenkov θ — si la relation suivante est satisfaite par les indices :

$$\frac{1}{\beta_i^2} - n_i^2 = \sin^2 \theta_s \ .$$

Cette correction est effectuée dans les D.I.S.C. (*fig.* 12, 13).

L'objectif qui focalise la lumière émise sous l'angle θ_s à la sortie du radiateur est un grand angulaire — θ_s varie de 38° à 46° — à focale variable de 122,5 à 162,5 mm et à grande ouverture numérique de F/0,64 à F/0,48. La lumière de Cerenkov couvre tout le spectre pour lequel le radiateur est transparent ; à chaque couleur correspond un angle θ_s légèrement différent, car l'indice dépend de la longueur d'onde. L'anneau lumineux à l'infini vu par l'optique est

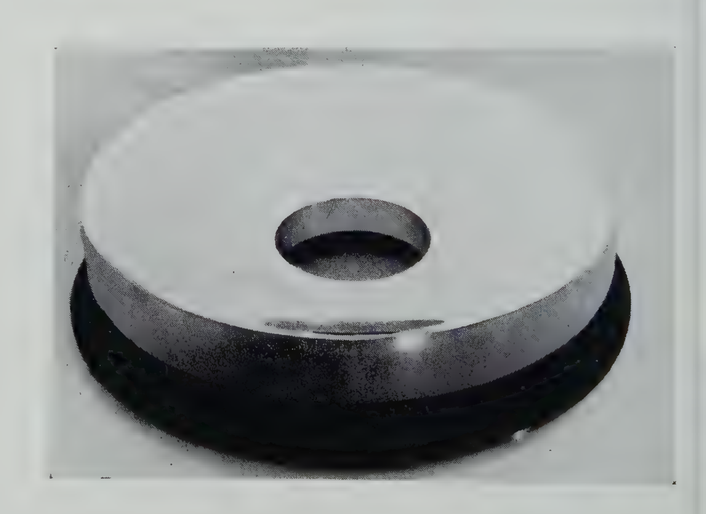


Fig. 9. *Miroir toroïdal. (Document CERN).*

Fig. 10. *Détails du D.I.S.C. (Document CERN).*

Le miroir, la lentille axiconique et deux guides de lumière sont visibles ; le radiateur est caché dans le cylindre central.

donc semblable à un arc-en-ciel, à la différence près qu'il est violet à l'extérieur et rouge à l'intérieur. L'optique doit en former une image *blanche* dans le plan du diaphragme ; elle est donc hyperchromatique. Le problème de l'optique semble formidable d'après les standards admis en photographie, mais ici la netteté requise de l'image de l'anneau n'est pas comparativement aussi grande. Un étalement de la lumière de un pour cent de la distance focale est tolérable. D'autre part, seule une faible zone annulaire doit être imagée correctement. Les matériaux employés pour l'optique sont choisis en fonction du domaine d'émission de la lumière (l'ultra-violet), ce sont des matières plastiques : plexiglas ou polyvinyltoluène.

L'objectif Cerenkov doit aussi être corrigé de l'effet de vignettage, c'est-à-dire de l'obscurcissement des bords du champ rencontré lorsque la dimension des lentilles est trop faible pour accepter la totalité des faisceaux inclinés. Cet effet appelé aussi *œil de chat*

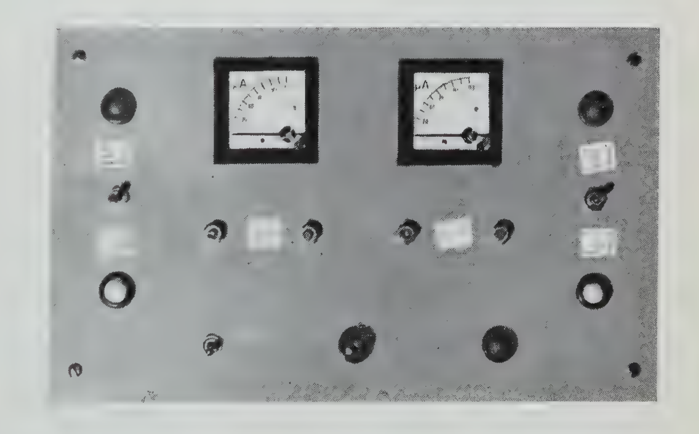


Fig. 11. *Tableau de télécommande pour la sélection des vitesses. (Document CERN).*

Avec une cellule donnée, on couvre la gamme des valeurs de β comprises entre 0,89 et 0,95, pour la déviation totale des appareils de mesure.

diminuerait l'efficacité de collection de la lumière pour les particules extra-axiales. Le compteur n'aurait plus de plateau bien net.
Toutes ces conditions diverses ont été satisfaites sous la forme d'un compromis. L'optique a recours aux surfaces asphériques. Elle est catadioptrique avec un miroir toroïdal fixe et un axicon (1) ; ce dernier peut subir une translation permettant de faire varier la distance focale de l'ensemble, le foyer restant fixe.

La contribution à l'erreur relative totale des diverses aberrations résiduelles se décompose ainsi :

1) *Effet du ralentissement de la particule.* Il est diminué par un facteur cinq.

(1) *lentille limitée par des surfaces coniques à axes communs.*

Pour $\beta = 0{,}96$:

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = 0{,}0016 \text{ pour les mésons } \mu \text{ ;}$$

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = 0{,}00016 \text{ pour les protons ;}$$

2) *Aberrations géométriques :*

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = 0{,}002 \text{ maximum absolu quel que soit } \beta \text{ .}$$

3) *Aberrations chromatiques :*

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = 0{,}0012 \quad \text{pour} \quad \beta = 0{,}96 \text{ .}$$

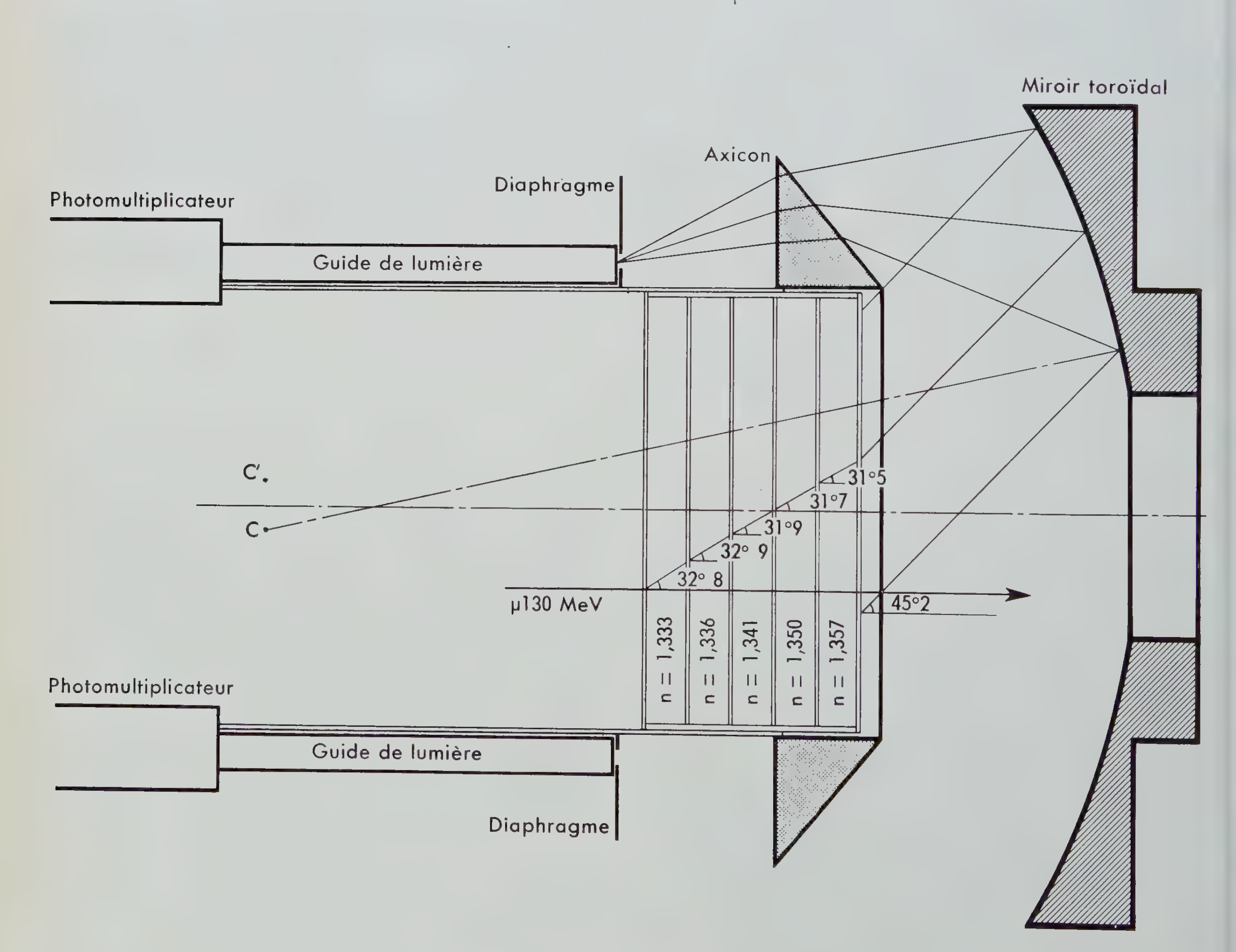


Fig. 12. *Schéma d'un compteur D.I.S.C. réglé pour $\beta = 0{,}89$.*

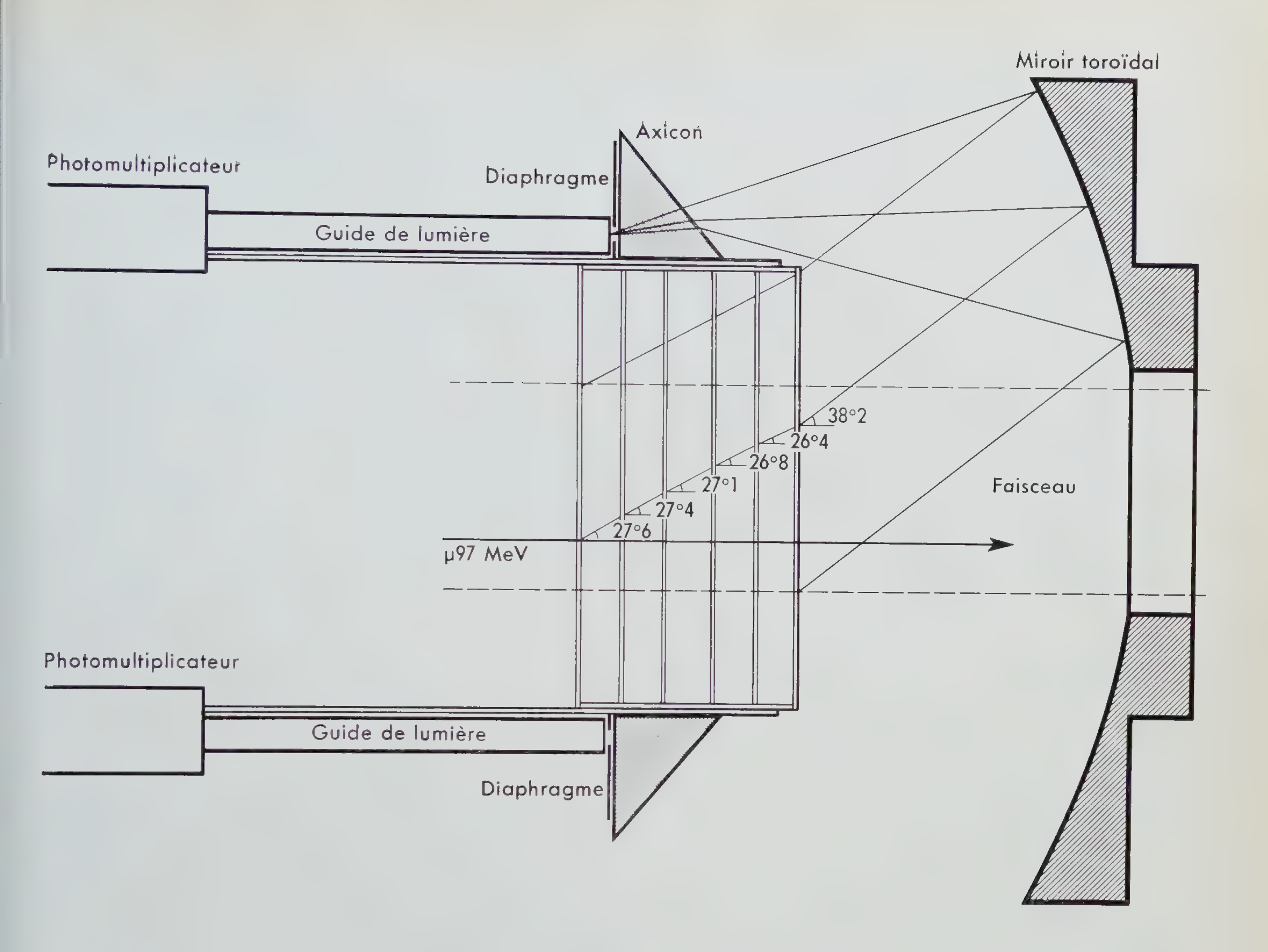


Fig. 13. *Schéma d'un compteur D.I.S.C. réglé pour $\beta = 0{,}85$.*

4) *La diffusion multiple* des particules dans le radiateur transforme leur trajectoire en une ligne sinueuse.

Cet effet entraîne un flou de l'anneau qui limite en général la résolution plus sévèrement que les aberrations résiduelles. En pratique l'ouverture annulaire du diaphragme doit être agrandie pour recevoir toute la lumière d'une particule subissant une forte diffusion multiple. Le rayon de l'anneau est égal à 127 mm et l'ouverture est de 4 mm pour les protons de vitesse $\beta = 0{,}96$; $\frac{\delta\beta}{\beta_{total}} = 0{,}006$.

Ces compteurs D.I.S.C. mis en service simultanément avec des aimants de déflexion sont les éléments de base d'un spectrographe de masse que nous avons employé auprès du synchrotron à protons pour analyser les faisceaux secondaires (*fig.* 14).

La *figure* 15 présente les résultats obtenus au cours d'une expérience. La fraction du faisceau total possédant une vitesse donnée pour une impulsion fixée par la valeur du champ magnétique, est portée en ordonnée.

On peut tout aussi bien porter en abscisse les valeurs des masses mesurées en MeV. Cependant, les particules doublement chargées comme He^3 et He^4 subissent une déflexion double de celle d'une particule simplement chargée et elles apparaissent sur la courbe à la moitié de leur masse. L'hélium trois sera donc placé exactement entre les protons et les deutérons. L'hélium quatre apparaîtra exactement à la position du deutérium.

La lumière de Cerenkov nous laisse encore la possibilité de distinguer la charge de ces particules. Une particule doublement chargée produit quatre fois plus de lumière qu'une particule simplement chargée.

En mesurant le spectre d'impulsion fourni par un

Protons 25 GeV
Cible
Collimateur
Lentilles quadrupolaires
Aimants de déviation
Compteur Cerenkov 1
Blindage
5,50 m
Compteur Cerenkov 2
Collimateur
D.I.S.C

Fig. 14. *Schéma du spectromètre de masse utilisé auprès du synchrotron à protons.*

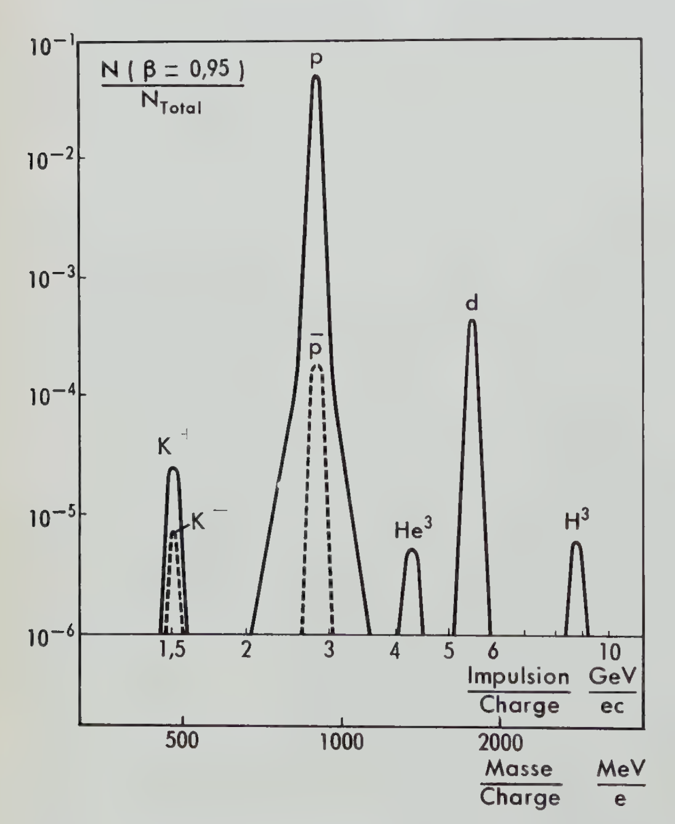


Fig. 15. *Spectre de masse du faisceau secondaire du synchrotron à protons du CERN.*

D.I.S.C. sur le pic des protons, puis sur le pic de He^3, nous avons effectivement vérifié cette relation. Nous avons aussi constaté que le pic des deutérons ne comprend qu'une très faible fraction de He^4. Quelques autres remarques peuvent se déduire de cette courbe. Elle ne présente pas de bruit de fond, bien que les taux de comptage aient varié dans un rapport 10^6. La séparation des raies est complète malgré la divergence du faisceau. Ceci est en relation avec la propriété d'autocollimation du D.I.S.C.

Il est requis que la lumière formant un anneau sur le diaphragme apparaisse dans les quatre secteurs en lesquels il est fractionné. Le D.I.S.C. n'est alors sensible que dans la direction de son axe à $\pm$ 0,25° près.

La lumière de Cerenkov frappe les photocathodes à un instant t_0 toujours le même ne dépendant pas de la distance à l'axe de la particule considérée. Le D.I.S.C. est dit *isochrone*. La durée d'illumination de la photocathode est très courte ; elle est pratiquement instantanée pour la particule axiale, et s'étend symétriquement autour de la valeur t_0 pour les particules extra-axiales jusqu'à un maximum de $\pm 1{,}05 \cdot 10^{-10}$ s.

Le D.I.S.C. présente un diamètre de faisceau utile relativement grand : sa largeur est 10 centimètres.

Conclusion

En utilisant l'effet Cerenkov, les mesures de vitesse et de masse des particules chargées atteignent une précision qui n'est souvent limitée que par l'analyse magnétique obtenue au moyen des aimants de déflexion. Les spectromètres de masse réalisés avec les D.I.S.C. sont précis, comme tout instrument d'optique, et permettent la mesure en valeur absolue de la vitesse des particules. La réjection des événements indésirables est faite sur le faisceau lumineux avant qu'il ne rencontre un photomultiplicateur. De grandes intensités de faisceaux de particules ne surchargent pas l'électronique.

Une différence de masse entre deux particules de l'ordre du millième est aisément mesurable. Par cette méthode, nous n'avons constaté aucune différence significative de masse entre particule et antiparticule, c'est-à-dire protons et antiprotons d'une part, et mésons K^+ et K^- d'autre part.
La lumière de Cerenkov, par ses propriétés liées à la direction et à la vitesse de la particule, apporte la précision dans les mesures de physique à de hautes énergies, précision d'autant plus nécessaire que nos connaissances s'étendent.
Les travaux décrits dans cet article ont été effectués au CERN et sont le résultat d'une collaboration qui comprend également Messieurs B. Leontic et A. Lundby.

Bibliographie

1 R. MEUNIER and G. DAVIDSON
Fast Read-Out Chronotron System.
REV. SCI. INSTR., vol. 28, n° 12, décembre 1957, pp. 1010-1015.

2 R. MEUNIER et J. TEIGER
Circuit de coïncidence rapide à trois diodes.
NUCL. INSTR. METH., vol. 5, n° 3, septembre 1959, pp. 148-151.

3 J.O. BURGMAN, J. FISCHER, B. LEONTIC, A. LUNDBY, R. MEUNIER, J.-P. STROOT and J.D. TEJA
Muon K-Capture Compared to β Decay for $C^{12} \longrightarrow B^{12}$.
PHYS. REV. LET., vol. 1, n° 12, 15 décembre 1958, pp. 469-471.

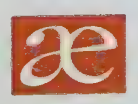
Nouveau compteur à scintillation à très faible temps de résolution

Lydie Koch

SERVICE D'ÉLECTRONIQUE PHYSIQUE
CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY - FRANCE

Sommaire

Les gaz rares utilisés comme scintillateurs sont caractérisés par leur faible durée de luminescence et par la linéarité de leur réponse en fonction de l'énergie totale cédée au gaz par la particule incidente. Ces scintillateurs, associés à un photomultiplicateur à réponse rapide, permettent de résoudre certains problèmes de physique nucléaire dans lesquels un détecteur linéaire à très faible temps de résolution (quelques nanosecondes) se révèle indispensable.
Deux exemples de réalisation sont décrits. Les résultats obtenus et les possibilités futures sont brièvement exposés.



1. Introduction

Lorsqu'une particule ionisante d'énergie suffisante traverse un gaz, elle transmet son énergie aux atomes ou molécules du gaz par chocs inélastiques et les porte à des niveaux d'excitation et d'ionisation variés. Le retour à l'état fondamental s'accompagne d'une émission de lumière ou *scintillation.*

Bien que des essais positifs de comptage des particules α par la scintillation qu'elles produisent dans l'air aient été effectuées en 1950 par J. Labeyrie [1] avec des photocompteurs à cathode de ferro-nickel, c'est grâce à l'utilisation des photomultiplicateurs que l'étude du mécanisme de l'émission de lumière liée au passage d'une seule particule nucléaire dans un gaz a pu être entreprise.

En 1951, A.E. Grunn et E. Shopper [2], dans le but de déclencher une chambre de Wilson avec la scintillation produite dans un gaz par la particule incidente, montrèrent que cette scintillation est facilement détectable par un photomultiplicateur. Ils montrèrent que le rendement quantique de l'azote ou de l'argon est environ 100 fois plus grand que celui de l'hydrogène, de l'oxygène et du gaz carbonique.

En 1953, C. Muehlhause [3], indépendamment, pensa à utiliser un gaz comme scintillateur pour des expériences de physique nucléaire. On disposait alors :

1) de scintillateurs minéraux, halogénures et sulfures, dont les durées de luminescence sont supérieures à 10^{-7} s et pour lesquels l'intensité de la luminescence est proportionnelle à l'énergie perdue par les électrons, les protons et les deutons dans un large domaine d'énergie, mais dépend de la perte spécifique d'énergie de la particule;

2) de scintillateurs organiques dont les temps de luminescence sont compris entre quelques 10^{-9} s et quelques 10^{-8} s mais pour lesquels, dans aucun cas, l'amplitude de l'impulsion de lumière émise n'est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule dans le milieu.

On appelle *rendement de luminescence* le rapport entre l'énergie transportée par les photons émis et l'énergie totale perdue par unité de longueur de la trajectoire de la particule. Pour les deux types de scintillateurs dont on vient de parler, le rendement de luminescence dépend de la perte spécifique d'énergie de la particule dans le milieu traversé : plus la perte spécifique d'énergie est grande, plus le rendement est faible.

Or, un type au moins de mesures nucléaires nécessite la mise au point de scintillateurs nouveaux : c'est l'étude des réactions nucléaires mettant en jeu des particules lourdes. Cette étude demande en effet des scintillateurs donnant une réponse proportionnelle à l'énergie et cela dans un très grand domaine d'énergie et pour des particules dont la perte spécifique d'énergie $\frac{dE}{dx}$ est très grande : c'est le cas en particulier des ions de fission pour lesquels $\frac{dE}{dx}$ atteint 70 MeV par centimètre dans l'argon.

Le fait que, dans de nombreux cas, ces ions sont accompagnés de flux intenses de particules plus légères — électrons ou rayons α — rend nécessaire un scintillateur dont la durée de luminescence soit aussi courte que possible, de façon à éviter l'empilement des impulsions électroniques dans le photomultiplicateur.

2. Rendement de luminescence

Les gaz monoatomiques ont le rendement le plus élevé car ils ne peuvent perdre l'énergie absorbée par rotations ou vibrations comme les molécules complexes.

Parmi les gaz rares, le xénon possède le meilleur rendement lumineux : d'une part, son spectre d'émission est situé en partie entre 3 000 Å et 5 000 Å, donc observable directement avec un photomultiplicateur conventionnel et, d'autre part, 75 % de ces photons proviennent directement de la désexcitation d'un atome de xénon.

Dans le cas de l'hélium et de l'argon, au contraire, la quasi-totalité des photons observables entre 2 200 et 5 000 Å sont émis par les molécules d'azote,

toujours présentes à l'état de traces (1 à 10 parties par million), par suite des transferts d'énergie des atomes métastables sur ces molécules; ce phénomène de transfert s'accompagne d'une perte de rendement [4].

Le rendement de luminescence de l'iodure de sodium activé au thallium est égal à 3 % pour les rayons α de 5 MeV. Le xénon très pur, placé à la pression atmosphérique dans une ampoule de quartz et observé avec un photomultiplicateur à fenêtre de quartz, a un rendement de luminescence égal à 3 ‰. Si l'on recouvre l'ampoule d'un corps (1) susceptible d'absorber les photons ultra-violets et de réémettre des photons visibles, le rendement de luminescence du xénon peut être rendu égal à celui de l'iodure de sodium [5].

Dans ces conditions, 40 000 photons atteignent la photocathode du photomultiplicateur lorsqu'un rayon α de 5 MeV est arrêté dans le xénon.

Ce rendement de luminescence est indépendant de la nature et de l'énergie de la particule nucléaire incidente. Sur la *figure* 1, on voit le spectre d'énergie des particules de fission de l'uranium 235 obtenu avec le xénon comme scintillateur. On en déduit que le rendement de luminescence est le même pour ces particules et pour les rayons α; on a donc bien, avec une précision de l'ordre du pour cent, proportionnalité de la luminescence à l'énergie totale perdue par la particule nucléaire dans le gaz, et cela dans un très grand domaine d'énergie, et pour les particules nucléaires dont la perte spécifique d'énergie est la plus élevée. Ceci constitue l'une des propriétés les plus remarquables des scintillateurs gazeux.

(1) *Ces corps, appelés convertisseurs de lumière, sont des molécules organiques ; parmi tous les composés essayés jusqu'à présent, le diphénylstilbène a le meilleur rendement.*

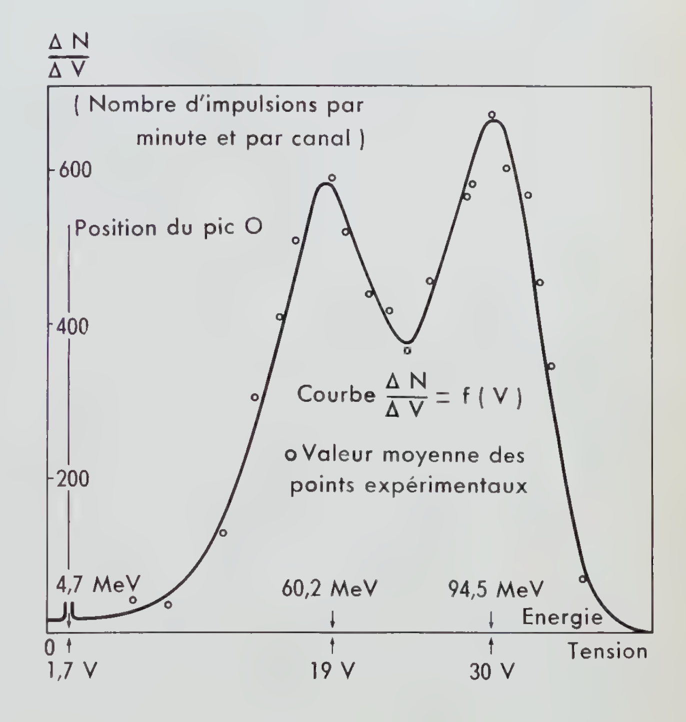


Fig. 1. *Réponse d'un scintillateur gazeux aux produits de fission de l'uranium 235.*

Scintillateur : xénon (74 cm Hg).
Cible : UO_2 enrichi à 46 % (15 μg/cm²).

3. Durée de luminescence du xénon

La luminescence du xénon est caractérisée par une constante de temps très faible, égale à la durée de vie des états excités du gaz. La mesure de cette durée de vie constitue une application directe des photomultiplicateurs à hautes performances.

Le principe de la mesure est le suivant : la scintillation produite par un rayon α est transformée en impulsion électronique par un photomultiplicateur rapide. De la forme de cette impulsion de courant, enregistrée par un oscillographe cathodique à large bande, on déduit la durée de luminescence.

On suppose que les photons émis sont répartis de façon aléatoire dans le temps à partir de l'instant d'excitation. Si le dispositif de mesure (photomultiplicateur et circuits d'observation associés) n'apportait aucune fluctuation ni aucun retard, on observerait l'arrivée d'impulsions infiniment brèves correspondant aux photoélectrons individuels quittant la photocathode. Ces impulsions seraient réparties de façon aléatoire, leur fréquence moyenne diminuant exponentiellement avec une constante de temps égale à la durée de vie cherchée.

En pratique, il n'est pas possible de résoudre les photoélectrons individuels avec les photomultipli-

cateurs existants, car les fluctuations qu'ils introduisent sont grandes par rapport au temps moyen qui sépare l'émission de deux photoélectrons successifs; c'est donc de l'intégrale de la distribution précédente qu'on déduit la durée de vie cherchée.

Les limitations de la mesure proviennent :

1) de la durée de l'impulsion d'excitation, c'est-à-dire du temps de parcours des rayons α dans le gaz. La *figure* 2 donne ce temps de parcours dans différents gaz T.P.N. : un rayon α de 4,76 MeV s'arrête en 2,7 ns dans le xénon;

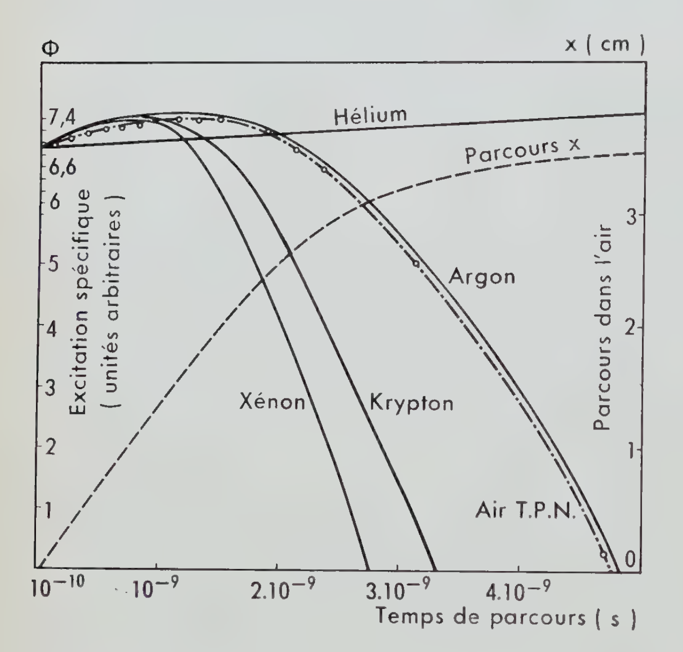


Fig. 2. *Courbes représentant, en fonction du temps, le parcours x d'un rayon α de 4,76 MeV (dans l'air) et l'excitation Φ transmise à quelques gaz.*

2) des fluctuations de temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur. Les fluctuations de temps de transit des électrons sont mesurées par la largeur à mi-hauteur de l'impulsion de courant anodique lorsque la photocathode reçoit une impulsion lumineuse de durée négligeable devant ces fluctuations.

Une telle impulsion lumineuse peut être réalisée par le *rayonnement de Cerenkov* provoqué par le passage d'un méson μ du rayonnement cosmique dans un bloc de plexiglas ou de verre. Pour un bloc de plexiglas de 5 cm de long, la durée de parcours est de 0,15 ns; le *rayonnement de Cerenkov* n'étant émis que pendant le passage de la particule, l'impulsion lumineuse correspondante a donc une durée de 0,15 ns. Y. Koechlin [6] a mesuré ainsi les fluctuations de temps de transit ΔT d'un photomultiplicateur rapide : $\Delta T = 2 \cdot 10^{-9}$ s.

Sur la *figure* 3, on voit le schéma du dispositif expérimental utilisé et sur la *figure* 4, la forme des impulsions de courant anodique provenant de l'excitation du xénon par les rayons α. La largeur à mi-hauteur des impulsions est $3{,}3 \cdot 10^{-9}$ s; on peut donc en déduire la durée de vie moyenne θ des états excités du xénon en soustrayant quadratiquement les fluctuations introduites par le dispositif de mesure :

$$\theta^2 = (3{,}3 \cdot 10^{-9})^2 - (2 \cdot 10^{-9})^2 - (10^{-9})^2$$

$$\theta = 2{,}2 \cdot 10^{-9} \text{ s}.$$

La précision de la mesure est de l'ordre de 15 %.
La durée de luminescence mesurée est égale, aux erreurs de mesure près, au temps de parcours des rayons α dans le gaz à la pression de 740 mm de

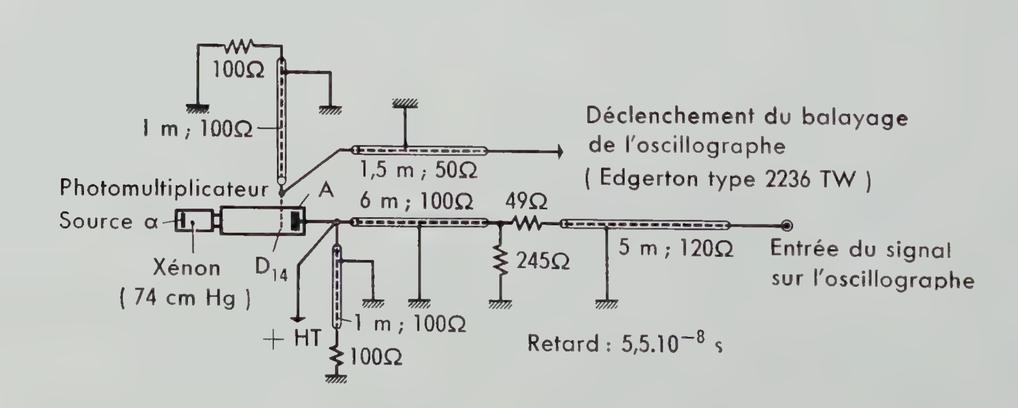
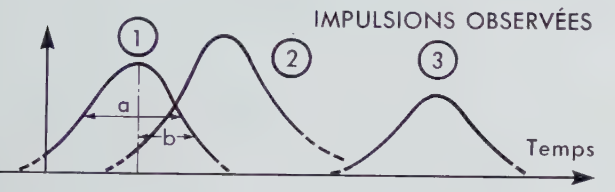


Fig. 3. *Schéma du montage électronique utilisé pour la mesure des courtes durées de vie.*

FRÉQUENCE ÉTALON 250 MHz

T = 4 ns



$a_{moyen} = 3{,}3$ ns ; $b_{moyen} = 2{,}0$ ns

$a_{bruit\ de\ fond} = 2{,}5$ ns .

Largeur à mi-hauteur a :

$a_1 = 3{,}4$ ns ; $a_2 = 3{,}4$ ns ; $a_3 = 3{,}2$ ns .

Temps de descente à $\frac{1}{e}$ b :

$b_1 = 2{,}0$ ns ; $b_2 = 2{,}2$ ns ; $b_3 = 1{,}8$ ns .

Fig. 4.

Forme des impulsions de courant anodique provenant de l'excitation du xénon par les rayons α.

mercure. Cela signifie que la durée de luminescence réelle est probablement inférieure.

L'ensemble des propriétés des scintillateurs gazeux que l'on vient d'examiner les rendent précieux pour la détection des ions lourds et des neutrons en physique nucléaire, car ils permettent de résoudre certains problèmes difficilement solubles en utilisant les détecteurs conventionnels, c'est ce que l'on va examiner maintenant.

4. Etudes des particules lourdes de grande énergie

La détection et la spectrométrie des ions de grande énergie pourra se faire en présence d'un flux important de particules d'énergie ou d'ionisation spécifique plus faible; c'est le cas des ions de fission et des rayons α, des protons et des électrons, une fraction faible du parcours de ces derniers étant contenue dans le gaz. Dans le cas de l'étude de la fission spontanée, par exemple, la précision de la mesure de la période de fission est limitée par l'empilement des impulsions dues aux rayons α pendant le temps que doit durer la mesure pour obtenir une précision statistique suffisante sur le nombre d'événements enregistrés. Or, l'utilisation d'un scintillateur gazeux et d'un photomultiplicateur rapide doit permettre d'obtenir des temps de résolution 100 fois plus faibles que ceux qu'on obtient avec les chambres à fission conventionnelles, soit :

$$\tau = 5 \cdot 10^{-9} \text{ s} .$$

Si le temps de résolution est 100 fois plus faible, toutes choses égales par ailleurs, on pourra admettre une fréquence moyenne n des impulsions dues aux rayons α 100 fois plus grande. Le nombre d'événements enregistré sera donc 100 fois plus grand et la précision obtenue 10 fois supérieure.

Cela a permis d'étudier la fission spontanée des transuraniens dont les périodes de désintégration α sont courtes; c'est le cas par exemple de l'americium 241 dont 1 mg émet 10^8 particules α par seconde [7]. Cela a permis également d'étudier avec une précision accrue les résonances dans la section efficace de fission neutronique des transuraniens. Par exemple, L. Bollinger [8] a présenté à la Deuxième Conférence Internationale de Genève, une étude sur la fission du plutonium 239 : les fragments de fission étaient détectés par leur scintillation dans un mélange argon-azote.

Le temps de résolution de $5 \cdot 10^{-9}$ s lui a permis d'utiliser 120 mg de plutonium dans la chambre à scintillation, ce qui correspond à une émission de $3 \cdot 10^8$ rayons α par seconde. L'utilisation d'un photomultiplicateur rapide donnant de grandes valeurs du courant instantané d'anode évite l'emploi d'un amplificateur : le discriminateur peut être placé directement à la sortie du photomultiplicateur.

Un dispositif semblable est actuellement utilisé au *Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay* par F. Netter et ses collaborateurs pour l'étude des résonances d'absorption neutronique du plutonium. Deux

photomultiplicateurs sont disposés de part et d'autre d'une chambre remplie de xénon dans laquelle est placée la cible de plutonium. Le discriminateur utilisé a un temps de résolution de $2 \cdot 10^{-8}$ s très supérieur au temps de résolution du détecteur lui-même ($3 \cdot 10^{-9}$ s). La précision des mesures est donc encore limitée par le dispositif électronique de discrimination d'amplitude.

Dans ces conditions, l'amplitude des impulsions provenant des $2 \cdot 10^7$ rayons α émis par seconde est 5 fois plus faible que l'amplitude moyenne des impulsions de fission, permettant une bonne discrimination du phénomène étudié et des impulsions parasites.

5. Détecteur de neutrons à très faible temps de résolution

Etude cinétique des réacteurs nucléaires

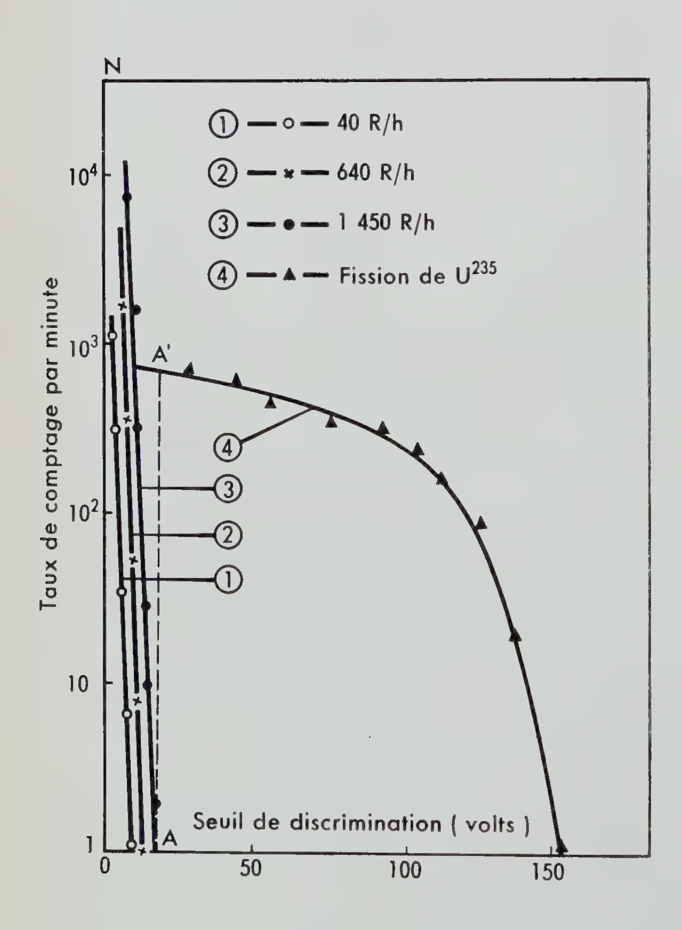


Fig. 5. *Discrimination d'amplitude des impulsions provenant :*

a) de l'action des rayons γ sur un photomultiplicateur (courbes 1, 2, 3) ;

b) de l'arrêt des produits de fission de l'uranium 235 dans un scintillateur gazeux placé devant le même photomultiplicateur (courbe 4).

L'ensemble scintillateur gazeux et cible de matériau fissile constitue un détecteur de neutrons thermiques à faible temps de résolution. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

— temps de résolution : $3 \cdot 10^{-9}$ s;
— rendement : 10^{-2}, soit une impulsion par seconde dans un flux de 10^2 neutrons par centimère carré et par seconde, avec un dépôt fissile de 25 cm² d'uranium enrichi à 90 % en U^{235}, et d'épaisseur équivalente 400 μg/cm² ;
— sensibilité négligeable aux rayons γ jusqu'à 2 000 roentgens/heure (*fig.* 5);
— information fournie sous forme d'impulsions de grande amplitude (quelques dizaines de volts) donc pouvant être transmise à distance et enregistrée facilement.

Un tel détecteur présente sur les chambres à fission conventionnelles l'avantage d'un niveau de sortie des impulsions 1 000 fois plus élevé et d'un temps de résolution 100 fois plus faible. Sa stabilité dans le temps et en fonction de la température est plus faible par suite de la fragilité du photomultiplicateur. On peut envisager cependant, pour la mesure des flux de neutrons dans les assemblages critiques ou les réacteurs au moment du démarrage, un détecteur constitué :

— de la cible de matériau fissile;
— du scintillateur;
— d'un conduit de lumière, en quartz par exemple;
— du photomultiplicateur rapide;
— du discriminateur.

Ces deux derniers éléments doivent être soustraits aux flux intenses de rayons γ et de neutrons rapides par un dispositif optique. Lorsque le flux de rayons γ ne dépasse pas 10 000 R/h, on peut utiliser un conduit de lumière en quartz; dans le cas contraire,

un ensemble de miroirs est nécessaire et permet d'ailleurs de transmettre le signal lumineux à plusieurs mètres de la cible.
Un tel dispositif est également utilisable dans des expériences de physique où l'on désire étudier un phénomène transitoire tout en ayant des fluctuations statistiques très faibles sur le nombre d'événements enregistré. C'est le cas des études de cinétique d'une pile atomique effectuées par la méthode d'oscillation sinusoïdale d'un échantillon absorbant dans le réseau des barres; ces oscillations produisent une modulation non sinusoïdale du flux neutronique, qui est analysée.
L'intervalle d'observation est de 1 ms; pour obtenir une précision de 1 %, on doit donc avoir 10^4 événements pendant cette durée, soit un taux de comptage des fragments de fission de 10^7 par seconde.

Dispositif électronique de mesure

Outre un photomultiplicateur « rapide », l'appareillage électronique mis au point par J. Mey comprend :

— un discriminateur dont le temps de résolution est de $7 \cdot 10^{-9}$ s, l'impédance d'entrée 200 Ω et le seuil minimum 0,3 V;
— une échelle de 4, divisant par 4 le nombre d'impulsions discriminées et pouvant fonctionner à 100 MHz (temps de résolution 10^{-8} s);
— une échelle de 100 pouvant fonctionner à 10 MHz.

Le principe des circuits est celui des amplificateurs distribués : des inductances compensent les capacités parasites des tubes électroniques et forment avec elles l'équivalent d'une ligne coaxiale. Le temps de résolution de l'ensemble constitué du détecteur et du circuit de mesure est 10^{-8} s. Les pertes de comptage sont égales à 10 % avec le taux de comptage de 10^7 c/s. Ce dispositif sera utilisé pour la pile atomique *Minerve*. Seul, le scintillateur sera placé dans le réseau de barres, par suite des flux intenses de neutrons rapides et de rayons γ présents. Ce détecteur est le seul qui puisse être envisagé à l'heure actuelle pour effectuer de telles mesures, par suite de son temps de résolution faible et de l'insensibilité du scintillateur aux rayons γ.
La limitation des mesures réside d'une part dans le courant moyen maximum que peut débiter le photomultiplicateur, d'autre part dans le temps de résolution insuffisant du dispositif électronique associé au photomultiplicateur.
On peut signaler en outre un domaine qui n'a pas encore été exploré : la détection des rayons γ avec un temps de résolution de quelques nanosecondes. Un détecteur comportant environ 1 litre de xénon liquide et plusieurs photomultiplicateurs rapides, pour l'étude de corrélations γ, est en cours de montage à l'accélérateur linéaire de Saclay. Les mesures préliminaires ont montré que le xénon liquide avait un temps de résolution de 3 nanosecondes environ; il possède, d'autre part, un rendement de luminescence et un rendement de détection semblables à ceux de l'iodure de sodium.

Conclusion

Ces quelques exemples d'application limités au domaine de la physique des rayonnements de « basse énergie » (moins de 100 MeV), montrent l'intérêt que portent dès maintenant les physiciens aux photomultiplicateurs ayant des fluctuations des temps de transit très faibles et pouvant débiter des courants moyens importants.

Bibliographie

1 J. LABEYRIE

Photocompteur de Geiger-Müller à cathode de ferronickel pour rayons ultra-violets.

J. PHYS. RAD., tome 12, n° 4, avril 1951, pp. 569-570.

2 A.E. GRÜN, E. SHOPPER

Über die Fluoreszenz von Gasen bei Anregung durch α - Teilchen.

Z. NATURFORSCHG., vol. 6 a, n° 11, 1951, pp. 698-700.

3 C.O. MUELHAUSE

Gas Scintillation Counters.

PHYS. REV., vol. 91, n° 2, 15 juillet 1953, p. 495.

4 L. KOCH

Etude de la fluorescence des gaz rares excités par des particules nucléaires chargées. Utilisation pour la détection du rayonnement nucléaire par scintillation.

THÈSE, Paris, 1959.

5 J.A. NORTHROP

Wavelength-Shifter Efficiencies for Noble Gas Scintillators.

REV. SCI. INSTR. vol. 29, n° 5, mai 1958, pp. 437-438.

6 Y. KOECHLIN

Mesure de la rapidité de réponse du photomultiplicateur L.E.P. type 204.

BULL. INF. SCI. TECH. C.E.A., n° 23, 1958.

7 R.A. NOBLES, R.L. HENKEL, R.K. SMITH

Neutron Induced Fission Excitation Curve for Am^{241}.

PHYS. REV., vol. 99, n° 2, 15 juillet 1955, p. 616.

8 L.M. BOLLINGER, R.E. COTE, G.E. THOMAS

Examen de la conception et de l'emploi de sélecteurs mécaniques de neutrons.

ACTES 2e CONFÉR. INTERNAT. NAT. UN. SUR L'UTILIS. PACIF. ENERG. ATOM., Genève, sept. 1958, vol. 7, P/686, pp. 3-15.

Les scintillateurs solides

Quelques aspects des principes, des recherches et des réalisations

G. A. Giger

DÉPARTEMENT SCINTILLATEURS
LA RADIOTECHNIQUE - SURESNES

Sommaire

La définition du scintillateur et des propriétés requises des substances englobées sous cette dénomination, est suivie d'un historique rapide qui met en évidence l'ancienneté relative de leur découverte. Un rappel schématique des mécanismes de fonctionnement aide à comprendre leur composition, leur fabrication et leurs utilisations. Après avoir mentionné leurs usages les plus courants, on signale d'autres cas d'applications possibles dans différents domaines où les détecteurs à scintillations pourraient avantageusement remplacer les dispositifs actuellement employés. Enfin, quelques notions sur l'orientation des recherches achèvent cet exposé descriptif dans lequel, par souci de clarté et de concision, on s'est volontairement abstenu, dans la majorité des cas, de tout développement mathématique.



1. Définition d'un scintillateur
Propriétés essentielles attendues de ce scintillateur

Peut être considérée comme scintillateur toute substance susceptible de fournir une émission photonique lorsqu'elle est placée dans un faisceau de rayons X, α, β, γ, ou d'autres particules nucléaires.

Cette définition très large peut s'appliquer à un grand nombre de substances généralement englobées sous la dénomination de *produits luminescents*, mais les propriétés plus ou moins conventionnelles qui sont exigées du scintillateur font rapidement écarter la plupart de ces substances.

Spectre du rayonnement photonique — Propagation

A l'origine, le rayonnement photonique était considéré comme ayant, dans le spectre, les mêmes limites que la perception visuelle humaine avec une prédominance dans le vert, là où l'acuité de l'œil est la plus grande. Il est encore admis actuellement que seule possède une action valable une émission photonique comprise entre 3 900 et 6 000 Å — donc dans le visible — la longueur d'onde la plus favorable se situant dans le bleu, zone de sensibilité maximum des P.M. à enveloppe de verre.

Il s'ensuit qu'une enveloppe de quartz permettrait l'emploi de substances à émission photonique ultraviolette, par exemple, si elles présentaient des avantages bien déterminés.

Puisque l'impulsion lumineuse doit être « vue » par un récepteur, il faut qu'elle puisse traverser le milieu dans lequel elle a pris naissance. Il est donc nécessaire que soient remplies certaines conditions :

a) transparence du milieu aux photons;

b) indice de réfraction favorisant le passage de la lumière dans le milieu récepteur.

Simultanéité et rapidité de la réponse

Une des caractéristiques principales des rayonnements nucléaires est leur vitesse de propagation généralement très grande. A cela s'ajoute une durée de vie parfois très courte; un scintillateur idéal doit pouvoir les détecter et émettre de la lumière pendant le passage du rayonnement dans son milieu, c'est-à-dire que cette opération doit s'achever dans un temps inférieur à 10^{-6} seconde; tous les produits phosphorescents se trouvent exclus, en principe.
Cette condition favorise en outre la possibilité de compter les particules et de se faire ainsi une idée sur l'activité des radioéléments se trouvant dans des substances, même à des teneurs relativement importantes.

Sensibilité, sélectivité, proportionnalité

Les réactions ou les désintégrations nucléaires fournissent des rayonnements de qualités et d'énergies diverses qu'il faut identifier et mesurer même s'ils sont relativement faibles.
Un grand pouvoir d'arrêt des rayonnements est donc nécessaire pour obtenir une sensibilité satisfaisante.
La sélectivité vis-à-vis des divers types de rayonnements doit pouvoir être aisément déterminée.
Enfin, le fait d'avoir la possibilité de relier l'amplitude de l'impulsion lumineuse à l'énergie d'un rayonnement donné par une proportionnalité définie est une propriété particulièrement recherchée mais non indispensable.
Bien entendu, les substances luminescentes susceptibles de satisfaire à toutes ces conditions sont peu nombreuses, et finalement aucun produit scintillant actuel ne possède à un degré poussé l'ensemble des propriétés souhaitées; mais les très nombreux progrès réalisés au cours de ces dernières années permettent d'accentuer certaines qualités nécessaires pour des manipulations déterminées.

2. Historique succinct de la scintillation

En négligeant les substances phosphorescentes signalées dès l'Antiquité, l'histoire des substances fluorescentes qui président à la scintillation semble avoir pour origine une publication de Robert Boyle (1627-1691) qui, le premier, signale une expérience conduisant à un produit doué d'une certaine fluorescence :

« Une macération de Linium Nephreticum dans de l'eau vive, décantée dans une fiole claire placée à la lumière, présente, lorsqu'elle est regardée latéralement, une couleur bleue dense et agréable... Par réflexion, cette couleur n'apparaît pas... ».

Stockes (1852) [1] devait expliquer ces changements de couleurs.

L'étude systématique de la luminescence a été développée au 19e siècle par les travaux de Becquerel [2] qui fit la distinction entre la fluorescence et la phosphorescence.

Avec le 20e siècle, la scintillation proprement dite fait son apparition.
En 1903, William Crookes [3] observe que les particules α arrivant sur un écran de sulfure de zinc produisent des impulsions lumineuses. Ultérieurement, il remarque que chaque impulsion lumineuse ou *scintillation* est le résultat de l'absorption d'une particule α unique.

La première application quantitative de la scintillation est réalisée par Regener en 1908 [4]. Il décrit le compteur visuel à scintillations qui est employé à cette époque pour déterminer la charge et la diffusion des rayons α.
Cet instrument consistait en un écran de sulfure de zinc associé à un microscope de grandissement 30 à grande ouverture.
Avec cet instrument, seules les particules α et les protons pouvaient être observés et le taux de comptage était limité par l'acuité visuelle de l'observateur à une soixantaine de scintillations par minute, après une adaptation à l'obscurité de plusieurs heures.

Rutherford en 1919 [5], dans ses travaux sur la désintégration artificielle, emploie la scintillation pour détecter et mesurer l'ordre de grandeur de l'énergie des protons produits par la réaction :

$$^{14}N + {}^{4}He \longrightarrow {}^{17}O + {}^{1}H \, .$$

Jusqu'en 1930, le comptage par scintillations joue une part active dans la recherche nucléaire.

A cette époque, le compteur Geiger, justiciable des procédés électroniques qui se développent, supplante le compteur à scintillations ou *spinthariscope*.

Prenant l'allure d'une revanche, ce sont les progrès de l'électronique, concrétisés par le photomultiplicateur, qui réintègrent en 1945 le scintillateur parmi les appareils appréciés de la physique nucléaire.
La première utilisation de l'association scintillateur-photomultiplicateur est décrite à cette époque par Blau et Dreyfus [6].
Au même moment, Kallman [7] montre que la scintillation peut être employée pour les radiations β et γ par l'emploi de cristaux de naphtalène; il oriente ainsi la recherche vers l'arsenal, si vaste, de la chimie organique.
Bell utilise l'anthracène (1948) [8].
Hofstadter [9] développe l'usage de monocristaux d'iodure de sodium activé au thallium (1948).
Avec les travaux de Reynolds, Harrisson et Salvini en 1950 [10], des substances organiques dissoutes dans des solvants appropriés deviennent des scintillateurs, et simultanément Koski en 1951 [11] ouvre la voie aux scintillateurs plastiques en réalisant la solution solide de stilbène dans la lucite.
C'est alors toute une floraison de publications et de progrès auxquels participent physiciens et chimistes tels que Birks, Sangster, Owen, Pichat, Koechlin, Hornyak, pour ne citer que quelques uns des auteurs d'une bibliographie qui couvrirait de nombreuses pages.
A ce jour, certains types de scintillateurs sont largement répandus dans le Génie nucléaire et leur fabrication est du ressort du domaine industriel.
Avant d'examiner quelques unes de ces réalisations, il semble opportun de rappeler les mécanismes qui font de ces détecteurs un moyen apprécié d'investigation et de contrôle.

3. Interaction des rayonnements nucléaires avec les scintillateurs

MM. Dormont (1) et Besse (2) ont traité en détail les problèmes d'interaction des rayonnements avec la matière, aussi ne sera-t-il fait qu'un simple rappel des points principaux et une esquisse des hypothèses les plus récentes sur les processus transitoires qui conduisent à la scintillation. Les particules α, β, les neutrons, les protons et les rayons γ constituent l'essentiel des radiations nucléaires.

Les particules, par collisions élastiques ou inélastiques avec les noyaux ou le cortège électronique de la matière scintillante, cèdent une fraction ou la totalité de leur énergie. Si la particule est chargée, il peut se produire une action de *freinage* supplémentaire.

(1) H. Dormont : *Sources radioactives et corpuscules nucléaires, Acta Electronica, vol.* 1, *n*° 3, *juillet* 1956, *pp.* 73-98.

(2) A.F. Besse : *La détection des particules nucléaires et le comptage par scintillations, Acta Electronica, vol.* 1, *n*° 3, *juillet* 1956, *pp.* 99-135.

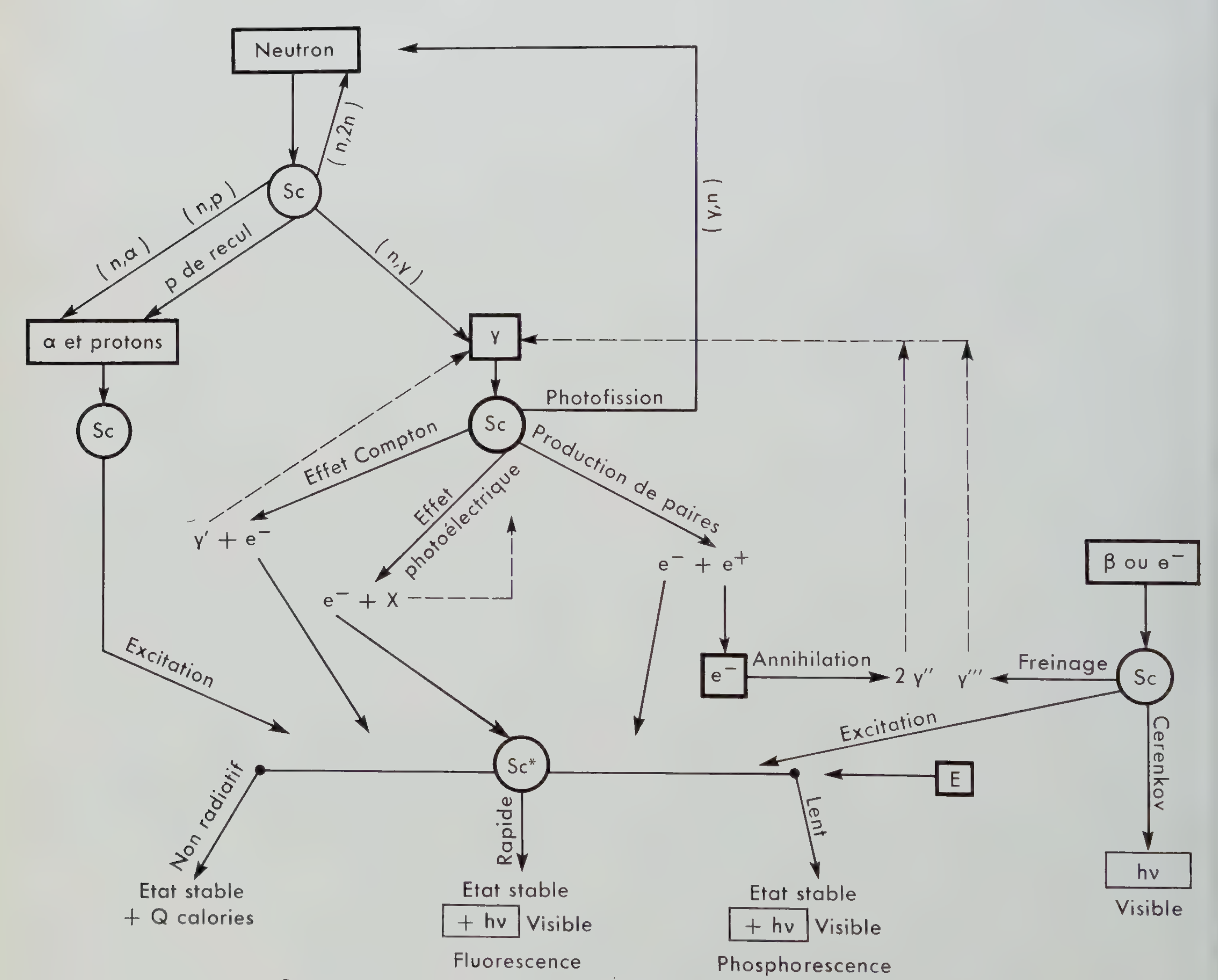


Fig. 1. *Principales interactions des rayonnements nucléaires avec les scintillateurs.*
Sc* : scintillateur excité, E : apport d'énergie.

Avec les neutrons, des transmutations pourront s'opérer.

Pour les rayons γ, les processus sont essentiellement :

— la diffusion Compton;
— l'effet photoélectrique;
— la matérialisation (production de paires).

Par action des rayons γ sur le noyau, il peut y avoir *photofission*.

La *figure* 1 réunit les possibilités principales.
Parmi tous ces phénomènes, un seul est exploité par les scintillateurs; ceux-ci tirent parti de l'énergie absorbée par un électron de valence dans un réseau minéral ou par une double liaison dans une molécule organique, la production de photons se réalisant par les processus indiqués ci-dessous :

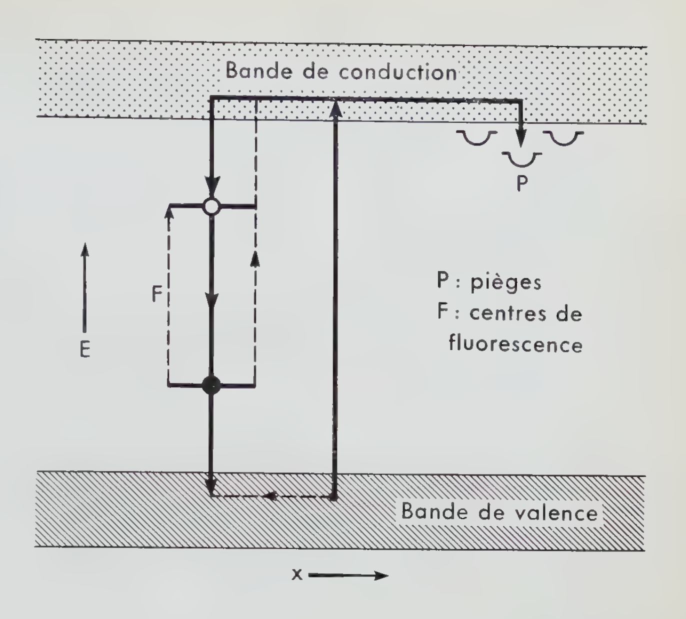


Fig. 2. *Fluorescence des scintillateurs minéraux.*

Réseau minéral

L'existence dans un réseau minéral d'irrégularités ou d'impuretés crée des niveaux énergétiques supplémentaires entre la bande de valence et la bande de conduction. Ces niveaux sont de trois types (*fig.* 2):

a) les *centres de fluorescence* d'où les électrons excités rejoignent rapidement la bande de valence avec émission d'un photon. C'est la propriété recherchée;

b) les *centres de quenching* par lesquels l'électron excité retourne à l'état stable avec dissipation de chaleur. Ils diminuent l'efficacité du scintillateur;

c) les *centres de phosphorescence* ou *pièges* qui sont des niveaux où les électrons excités peuvent être longtemps retenus, puisqu'il est nécessaire de fournir une énergie supplémentaire pour les ramener à la bande de valence avec émission de lumière. La lenteur de ce processus le rend défavorable.

Molécules organiques

Dans la molécule organique, les électrons « échangés » qui assurent les liaisons des noyaux ne peuvent être considérés individuellement. Il faut envisager la molécule comme un oscillateur doué d'états vibrationnels quantifiés dans les liaisons, et susceptible de prendre des niveaux d'excitation déterminés. La *figure* 3 représente le diagramme de configuration énergétique d'une molécule diatomique hypothétique. En abscisse sont portées les distances entre

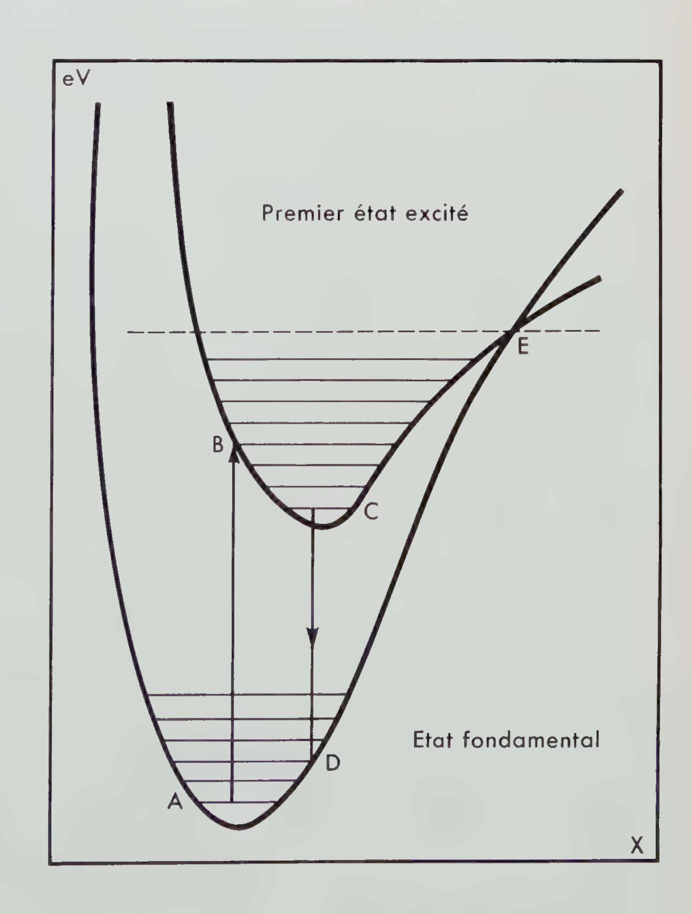


Fig. 3. *Configuration énergétique d'une molécule organique.*

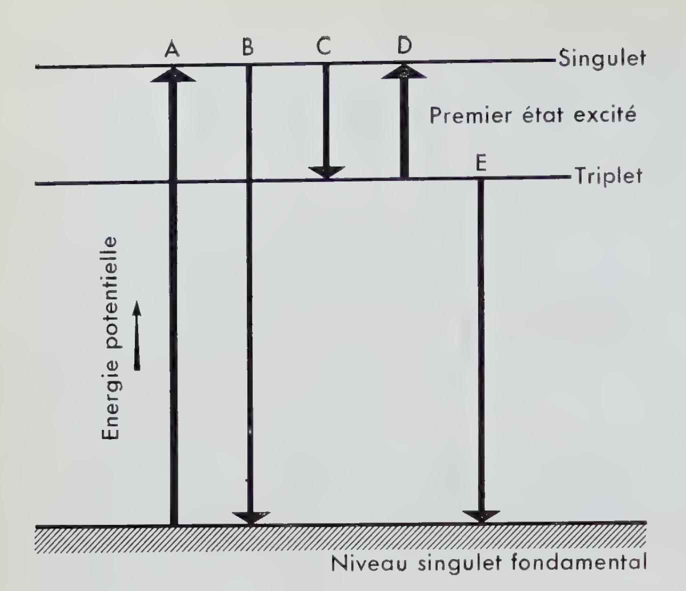


Fig. 4. *Mécanisme de luminescence organique.*
Les niveaux vibrationnels ne sont pas représentés.

les noyaux (état vibrationnel) et, en ordonnée, les énergies potentielles. Seuls, le niveau fondamental et le premier niveau excité sont représentés. A la température ordinaire, la majorité des molécules occupent l'état vibrationnel le plus bas.
L'absorption d'énergie, selon le principe de Franck Condon, se fait dans un temps suffisamment court pour que les noyaux puissent être considérés comme stationnaires. Comme la durée d'un état vibratoire est de l'ordre de 10^{-12} seconde et que la probabilité de vie moyenne d'un état excité est de l'ordre de 10^{-8} seconde, la molécule dispose donc d'un temps appréciable pour retourner à l'état vibratoire plus faible en éliminant, sous forme de chaleur, une partie de l'énergie « comprimée » dans la liaison par l'absorption. L'émission de photons se fait ensuite par transition de l'état excité à l'état fondamental, mais dans un état vibrationnel qui va perdre à son tour de l'énergie par dissipation calorifique. Ce phénomène explique parfaitement la non-coïncidence entre la bande d'absorption et la bande d'émission (Loi de Stokes). Mais, comme toutes ces transitions sont quantifiées, les spins des électrons interviennent et, de fait, à certains états excités correspondent un niveau singulet de fluorescence (*AB*) et un niveau triplet (*fig.* 4). Ce dernier n'offre pas de transition permise avec le niveau fondamental (règle de sélection) et ne peut donner lieu à une émission de lumière qu'après emprunt d'énergie par collisions entre molécules pour retourner d'abord au niveau singulet, puis à l'état fondamental. Ce phénomène différé constitue la phosphorescence (processus *A C D B*). Les probabilités de collision étant relativement faibles dans les solides, la phosphorescence des scintillateurs organiques solides n'est pas fréquente.
Par contre, un autre phénomène peut se présenter : la transition niveau triplet-singulet fondamental (*E*) peut être réalisée si la symétrie de la molécule est soumise à une distorsion dans l'état solide, elle fournit une émission de lumière plus lente que la fluorescence et de longueur d'onde plus élevée, c'est la fluorescence lente.
Tel est le mécanisme généralement admis de l'interaction finale rayonnement-scintillateur dans les matériaux organiques.
Le principe du mécanisme des scintillateurs minéraux est différent, mais une certaine analogie se retrouve dans les résultats.
Il est à remarquer toutefois que, si l'énergie d'excitation est suffisante pour qu'un état vibratoire atteigne une amplitude suffisante pour dissocier la molécule (point *E* de la *figure* 3), il y aura ionisation et destruction de cette molécule.
Entre l'interaction initiale et l'émission lumineuse, interviennent des transferts intermédiaires qui ne sont pas bien connus à ce jour. Toutefois, des théories s'échafaudent.
Pour les *scintillateurs minéraux*, Meyer et Murray [12] proposent, pour les particules chargées, l'intervention d'excitons, la diffusion de ces excitons vers les centres activateurs avec excitation des centres conduisant à l'émission. Des équations permettent d'expliquer et de vérifier certaines parties des mécanismes et de prévoir les amplitudes d'impulsion en fonction des particules considérées. Cela permet en particulier d'expliquer la variation de réponse en fonction de la masse de particules chargées (*fig.* 5).
Pour les *scintillateurs organiques*, les hypothèses se développent pour expliquer le rendement lumineux relativement faible et le défaut de proportionnalité entre les énergies incidentes et émergentes.
Birks [13] et Buck [14] distinguent, dans l'effet de

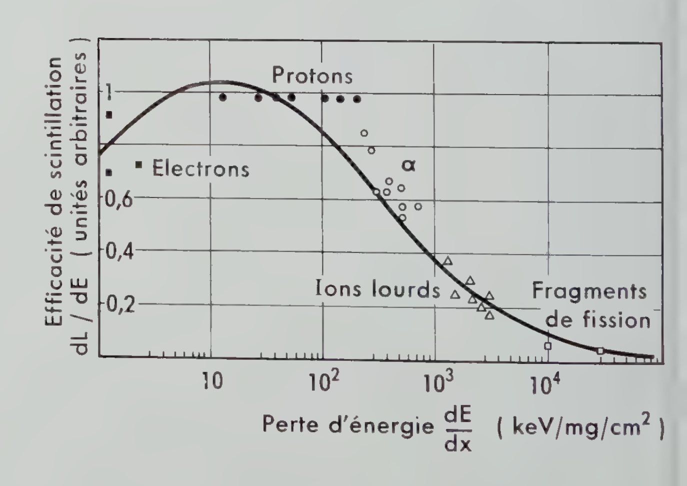


Fig. 5. *Théorie de la scintillation dans les minéraux (d'après Meyer et Murray).*

la particule incidente, l'excitation et l'ionisation. Si le scintillateur est une solution solide plastique, l'effet opère sur le solvant, puis il est transféré au soluté. Dans d'autres cas, c'est la molécule scintillante qui subit ces effets, alors l'ionisation fournit des électrons qui pourront soit être absorbés sans rayonnement, soit se recombiner avec les molécules ionisées pour donner éventuellement un élément fluorescent.

La recombinaison à l'état Σ conduit à une dissipation de l'énergie sous forme de chaleur. Si la recombinaison se fait dans l'état Π, l'énergie est généralement dissipée par fluorescence.

La statistique montre que cet état Π fournit 75 % de triplets et 25 % de singulets. Cela explique la composante lente de la fluorescence et les différences de réponse selon la distribution excitation-ionisation à partir des diverses radiations.

D'autres hypothèses ne considèrent comme source de photons que l'état excité, parce que l'énergie lumineuse lui est proportionnelle.

La *figure* 6 essaie de représenter ces phénomènes transitoires.

Un cas particulier qui ne fait appel à aucun phénomène transitoire mérite d'être signalé. C'est l'*effet Cerenkov* signalé en 1926 par le Docteur Ballet.

Le mouvement très rapide d'un électron crée un champ électromagnétique qui l'environne; si cet électron traverse un milieu d'indice de réfraction tel que la vitesse de la lumière dans ce milieu soit inférieure à celle de l'électron, le champ se trouve alors limité par un cône de révolution ayant l'électron pour sommet et autour duquel le champ est nul. Par suite de la discontinuité de champ entre

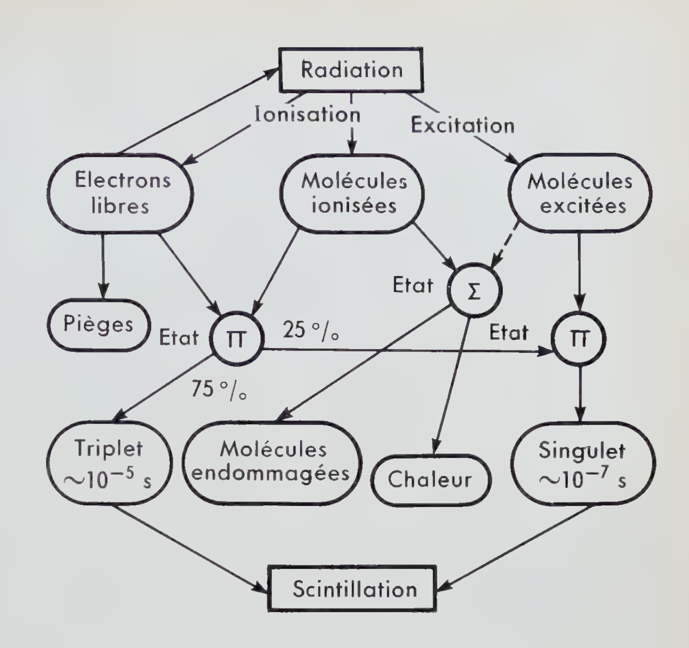


Fig. 6. *Théories récentes de la scintillation organique.*

l'extérieur et l'intérieur du cône, il y a rayonnement d'énergie sous forme de photons émis normalement à la surface d'onde et dont le spectre très large comprend le visible et l'ultraviolet.

Après ces quelques notions théoriques, il est plus aisé de décrire quelques types de scintillateurs dont l'utilisation justifie déjà une fabrication semi-industrielle.

4. Les scintillateurs solides, leur fabrication

Selon la nature de l'agent fluorescent, les scintillateurs solides peuvent se diviser en deux groupes.

Les scintillateurs minéraux :

— scintillateurs monocristallins;

— scintillateurs pulvérulents.

Les scintillateurs organiques :

— scintillateurs monocristallins;

— scintillateurs en solution solide.

Scintillateurs minéraux

Les plus connus des corps minéraux, possédant les propriétés énoncées plus haut, sont : le sulfure de zinc, le tungstate de calcium, les iodures de sodium, de césium, de potassium et d'autres alcalins, ainsi que certains fluorures.

Ce texte se limite à la description des propriétés et à la préparation des produits les plus utilisés.

Scintillateurs monocristallins.

L'intérêt du monocristal réside dans sa transparence aux photons et dans sa densité qui favorise l'arrêt des rayonnements nucléaires.
Le monocristal le plus usité est l'iodure de sodium activé au thallium, de densité 3,67, dont le pouvoir de résolution vis-à-vis des rayons γ est suffisant pour permettre de distinguer les processus d'interaction propres à ce rayonnement; en particulier, il permet d'obtenir un pic photoélectrique bien défini dont l'intégration fournit une mesure de l'énergie des rayons γ incidents; ces derniers sont d'ailleurs complètement absorbés par lui, même pour des énergies relativement faibles (*fig.* 7).
La bande d'émission lumineuse de ce monocristal a son maximum vers 4 100 Å, domaine de grande sensibilité pour les P.M. classiques avec un rendement lumineux atteignant 10 % de l'énergie absorbée. Le rendement lumineux est défini comme le rapport de l'énergie lumineuse émise à l'énergie absorbée :

$$\rho_L = \frac{nE_{\text{photon}}}{kE_{\text{incidente}}} .$$

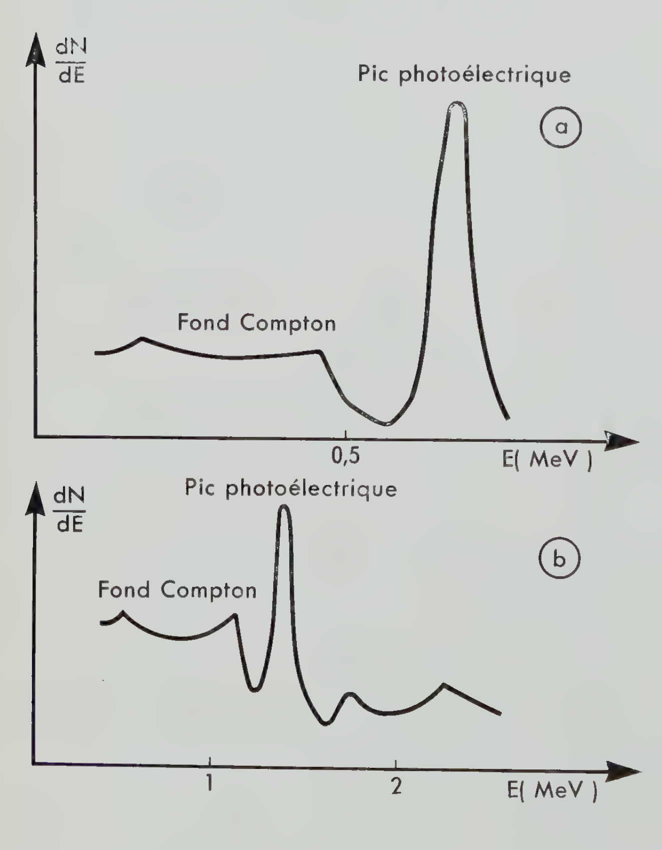


Fig. 7.

a) γ ^{137}Cs dans NaI (Tl)
b) γ ^{24}Na dans NaI (Ti).

La durée de la fluorescence est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-7}$ seconde et la phosphorescence, non négligeable, crée un bruit de fond qui limite quelque peu sa sensibilité. Ce scintillateur est de manipulation délicate parce que sensible au choc et hygroscopique; pour cette raison, il est scellé dans un boîtier étanche garni d'un revêtement réfléchissant et muni d'une fenêtre transparente.
L'iodure de potassium, peu hygroscopique, est aussi employé, mais au bruit de fond de la phosphorescence s'ajoute l'activité du ^{40}K (β 1,36 MeV et γ 1,46 MeV).
L'iodure de césium est également utilisé, mais sa constante de temps de fluorescence, de 10^{-5} seconde, est trop élevée.
La détection des neutrons thermiques est réalisable au moyen de cristaux d'iodure de lithium activés au thallium, le ^{6}Li présentant une section efficace de 900 barns pour ces particules, selon la réaction probable :

$$^6_3\text{Li} + {}^1\text{n} \longrightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} .$$

Le fluorure de césium est un détecteur intéressant parce que sa constante de temps est très courte : $5 \cdot 10^{-9}$ seconde pour les α et $2 \cdot 10^{-8}$ seconde pour les β, mais son émission lumineuse ultraviolette impose un récepteur à fenêtre de quartz.
Tous ces cristaux sont justiciables des mêmes préparations dont la description permettra de mesurer les difficultés de réalisation.
Le produit de départ est le sel choisi anhydre et de haute pureté auquel est ajouté un pourcentage déterminé d'iodure de thallium.

Méthode de Stockbarger

Une première méthode due à Stockbarger [15] consiste à disposer le mélange dans un creuset de platine ou de silice transparente. Après étuvage et dégazage, le creuset est scellé et placé dans la partie supérieure d'un four vertical à une température légèrement supérieure au point de fusion (PF : 650° pour NaI (Tl)).
La partie inférieure de ce four est à une température légèrement inférieure au point de fusion. Un diaphragme partageant le four à mi-hauteur maintient un gradient de température bien déterminé. Un mécanisme abaisse progressivement le creuset à raison de quelques millimètres à l'heure. Au passage du diaphragme, la cristallisation s'amorce et se propage durant la descente.
Cette opération achevée, le cristal est démoulé et recuit longuement pour réduire les tensions internes.

Il faut noter que la réalisation des creusets est très délicate : le fond doit être parfaitement conique sans aucune surépaisseur, l'angle au sommet doit être bien déterminé et aucune aspérité ne peut être tolérée dans le matériau. Le volume du creuset doit

être tel qu'il puisse contenir le sel de départ, soit environ le double du volume du cristal obtenu; le four devra avoir les dimensions en conséquence.
Le contrôle et la régulation des gradients de température des différents points du four sont assurés à quelques degrés près, malgré les phénomènes calorifiques engendrés par la fusion, la cristallisation et le mouvement.
Les cristaux bruts obtenus ont généralement 100 à 120 mm de hauteur pour un diamètre courant de 70 à 90 mm. Toute la partie supérieure est éliminée : elle est trop riche en iodure de Tl (la cristallisation est un moyen de purification) et elle présente trop de défauts de structure; dans ce qui reste, le plan de clivage le plus favorable détermine la taille des scintillateurs. Les dimensions souhaitées dans la fabrication ne sont donc pas garanties par celles de l'appareillage.

Méthode de Kyropoulos

Un autre procédé, dit de KYROPOULOS [16], est appliqué, en particulier, pour la réalisation de gros cristaux.
Le sel étant fondu dans un grand creuset inattaquable, un germe taillé et refroidi est immergé dans le bain au moyen d'un support spécial; il lui est imprimé ensuite un mouvement giratoire et un mouvement ascensionnel; le cristal se forme ainsi par nappes successives.
Outre le contrôle des températures, une surveillance permanente des régimes de rotation et d'ascension est nécessaire pour éviter l'élargissement ou le retrait de la cristallisation. Le niveau du bain et la résistance mécanique du germe limitent généralement la cristallisation à un produit de 20 à 40 kg pour une installation courante. Un recuit du cristal pendant une à deux semaines est indispensable. La consommation de sels représente environ le double de la masse du cristal, cela donne une idée des dimensions de l'appareillage et de la multiplicité des postes nécessaires pour assurer une production régulière.
Dans ce procédé, les plans de clivage sont déterminés par le germe, on peut donc mieux se rapprocher des dimensions désirées. La base du cristal brut se trouve trop riche en impuretés, il est nécessaire de l'éliminer.

L'usinage des cristaux, conduit selon les plans de clivage, comprend :

— le découpage éliminant les fractions inhomogènes ou colorées, par clivage ou sciage;
— le tournage ou le carottage des parties saines pour amener les cristaux aux dimensions normalisées;
— le polissage optique des faces.

La sensibilité à l'humidité de certains produits oblige à des précautions : par exemple, la lubrification au moyen de pétrole déshydraté ou le travail des pièces dans une boîte à gants.
La complexité et la minutie de ces fabrications entraîne un coût relativement élevé du produit fini dont l'emploi tend, pour cette raison, à se limiter à la spectrométrie γ. Pour les autres usages, il peut être fait appel aux agents fluorescents minéraux pulvérulents ou aux scintillateurs plastiques.

Scintillateurs à minéraux pulvérulents.

Le plus répandu de ces scintillateurs est le sulfure de zinc dont il est impossible de réaliser des monocristaux d'une taille suffisante.
L'état pulvérulent confère au produit la faculté d'absorber l'émission photonique : ce serait un inconvénient s'il n'était possible de réaliser des écrans minces tels que leur épaisseur corresponde au parcours limite des rayonnements dans ce milieu; de cette façon, l'émission de lumière, ayant lieu à la surface émergente, n'est pas absorbée. En outre, l'émission susceptible de se produire dans la masse de l'écran translucide peut être dirigée vers la face d'émergence par un réflecteur disposé sur l'autre face.
Un tel écran constitue un scintillateur efficace vis-à-vis des particules lourdes (α et protons), dont l'absorption par la matière est grande; de ce fait, les manipulations devraient être exécutées à l'obscurité, afin de protéger le photomultiplicateur de la lumière ambiante. Mais la fabrication de membranes très fines métallisées permet d'obtenir un écran qui, tout en étant opaque aux photons incidents, demeure suffisamment transparent aux particules α; ces membranes servent en outre de réflecteurs pour les photons émis sous l'influence des particules α .

La réalisation des scintillateurs au sulfure de zinc comprend donc :

a) La confection, sur un disque de plexiglas, d'un écran homogène de sulfure de zinc.
Ce produit cristallisé dans le système cubique ou hexagonal, activé à l'argent, comporte en outre des éléments ajoutés pour limiter la phosphorescence. La finesse du produit est rigoureusement contrôlée.
L'écran est obtenu par pulvérisation au moyen d'une machine automatique qui permet une grande régularité.

b) Le recouvrement de cet écran par un film opacifiant et réflecteur.

Le film est préparé par évaporation d'une solution de matière plastique sur des plaques de verre surfacées. Le solvant et la concentration sont choisis

pour obtenir une épaisseur massique (ML^{-2}) de l'ordre de 50 µg/cm², pour des surfaces pouvant atteindre 900 cm².
Ces membranes sont aluminisées sous vide, de façon à les opacifier en évitant les surcharges inutiles; 30 à 40 µg/cm² sont généralement déposés.
Le film aluminisé est séparé du support de verre par immersion dans de l'eau chaude. Le décollement s'effectue sans intervention manuelle. La séparation achevée, la membrane surnage, elle est alors prise sur un cadre de dimensions adaptées au scintillateur et déposée sur l'écran. Un jet d'air comprimé, judicieusement dirigé, permet un étalement correct.
Devant l'impossibilité de réaliser de grandes surfaces aluminisées sans trou, plusieurs films sont superposés, afin d'assurer statistiquement l'obturation des orifices sans jamais dépasser une épaisseur massique de 600 à 800 µg/cm². Un léger collage assure la fixation de l'ensemble.

Ces scintillateurs offrent les propriétés suivantes :

— émission lumineuse d'une bande bleue avec un maximum vers 4 500 Å;
— constante de temps de fluorescence de 10^{-6} s;
— rendement de détection

$$\left(\frac{\text{nombre de photons émis}}{\text{nombre de particules incidentes}}\right)$$

ou rendement quantique généralement supérieur à 47,5 % à 7 mm d'une source de plutonium mince;
— rendement lumineux de 28 %.

Par nature ou par construction, les scintillateurs minéraux décrits n'offrent pas une grande sélecteurs vis-à-vis des neutrons (sauf l'iodure de lithium), mais par interaction sur les noyaux, il est possible (*fig.* 1) d'obtenir des rayons α ou l'expulsion de protons. Il suffit donc de favoriser ce genre de réaction au sein même du scintillateur : c'est ce qui est réalisé dans les scintillateurs type Hornyak pour les neutrons rapides et dans les scintillateurs au bore pour les neutrons thermiques.

Scintillateur Hornyak

L'apport d'une substance très hydrogénée à un écran de sulfure de zinc permet, pour une épaisseur déterminée, d'obtenir une forte probabilité d'émission de protons de recul qui pourront exciter l'écran.
Pratiquement, le scintillateur est réalisé en incorporant un pourcentage défini de sulfure de zinc à du styrène, le tout étant polymérisé dans des conditions telles que la suspension de ZnS soit homogène dans toute la masse. Cette masse est ensuite découpée en disques dont l'épaisseur constante correspond à la plus grande probabilité d'émission de protons de recul au voisinage de la face émergente du scintillateur soit, pour les compositions courantes, environ 15 mm.
Il est évident qu'un tel scintillateur présente un rendement quantique assez faible du fait même de sa composition; celui-ci est d'environ 1,5 % pour un scintillateur de densité 1,1 avec des neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV. En revanche, cela lui permet d'être assez inactif vis-à-vis des γ qui accompagnent souvent les flux de neutrons. L'alternance de substances hydrogénées chargées en ZnS et de conduits transparents canalisant la lumière vers le P.M. (scintillateurs Emérich) a permis d'améliorer quelque peu ce rendement.

Scintillateur au bore

Ce scintillateur est basé sur la réaction :

$$^{10}B + {}^{1}n \longrightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He \ 2{,}78 \ \text{MeV},$$

et les particules α émises excitent le sulfure de zinc.
Il est réalisé par fusion de borax enrichi en ^{10}B auquel est incorporé du ZnS.
Plus généralement, il est préparé un polyester par cuisson de l'acide borique avec de la glycérine et addition de l'agent fluorescent. Ce plastique est coulé en disques d'épaisseur constante voisine du millimètre, afin d'obtenir une probabilité maximum de scintillation sur la face émergente.
Comme ce polyester est hygroscopique, il est monté dans un boîtier étanche. Un rendement quantique de l'ordre de 20 % peut être obtenu en présence d'un fond γ important.
Ces scintillateurs, par la phase organique qu'ils renferment, conduisent tout naturellement aux scintillateurs organiques.

Scintillateurs organiques

Dans la composition de ces scintillateurs, n'entrent que des produits de la chimie organique et essentiellement du carbone et de l'hydrogène.
En règle générale, la formule des constituants *renferme toujours des doubles liaisons conjuguées* fréquemment sous l'aspect du noyau cyclique ou polycyclique (benzénique, naphtalénique, anthracénique).
De même que les scintillateurs minéraux, il est possible de les employer sous forme de monocristaux.

Scintillateurs monocristallins.

Les plus connus sont les monocristaux d'anthracène et de trans stilbène.

Préparés selon des procédés analogues à ceux des monocristaux minéraux, ils sont en général de dimensions plus réduites.
Le monocristal d'anthracène est le scintillateur organique qui possède le meilleur rendement énergétique : 4 % à la température ordinaire; il sert généralement d'étalon pour estimer les autres scintillateurs.
Son maximum d'émission se situe vers 4 400 Å et sa constante de temps de fluorescence est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-8}$ seconde.
En raison de la nature des éléments dont il est constitué — et comme d'ailleurs tous les scintillateurs organiques — il ne possède qu'un faible coefficient d'absorption. De ce fait, l'absorption des γ est assurée essentiellement par l'effet Compton; le numéro atomique de C et de H est trop bas pour obtenir un effet photoélectrique valable. Il s'ensuit qu'en principe, aucun scintillateur organique ne permet de faire de la spectrométrie γ.
Le trans stilbène possède des caractéristiques analogues. L'émission photonique présente un maximum vers 4 000 Å. Sa constante de temps de fluorescence est remarquable : $7 \cdot 10^{-9}$ seconde. Son rendement énergétique est de l'ordre de 2,4 %.
Ces monocristaux sont relativement peu utilisés en raison des dimensions modestes qu'il est possible de réaliser, alors que leur coefficient d'absorption exige précisément une masse importante de scintillateur.
Pour tenter de satisfaire à cette condition, il a été tenté, avec succès, d'incorporer, en solution, des substances fluorescentes organiques dans des matières plastiques transparentes.

Plastiques fluorescents.

La dissolution d'une substance fluorescente dans une matière transparente aux photons assure une dispersion homogène dans un volume très important. Bien que la solubilité soit limitée au mieux à quelques pour cent, le scintillateur plastique possède le même rendement lumineux que le soluté.

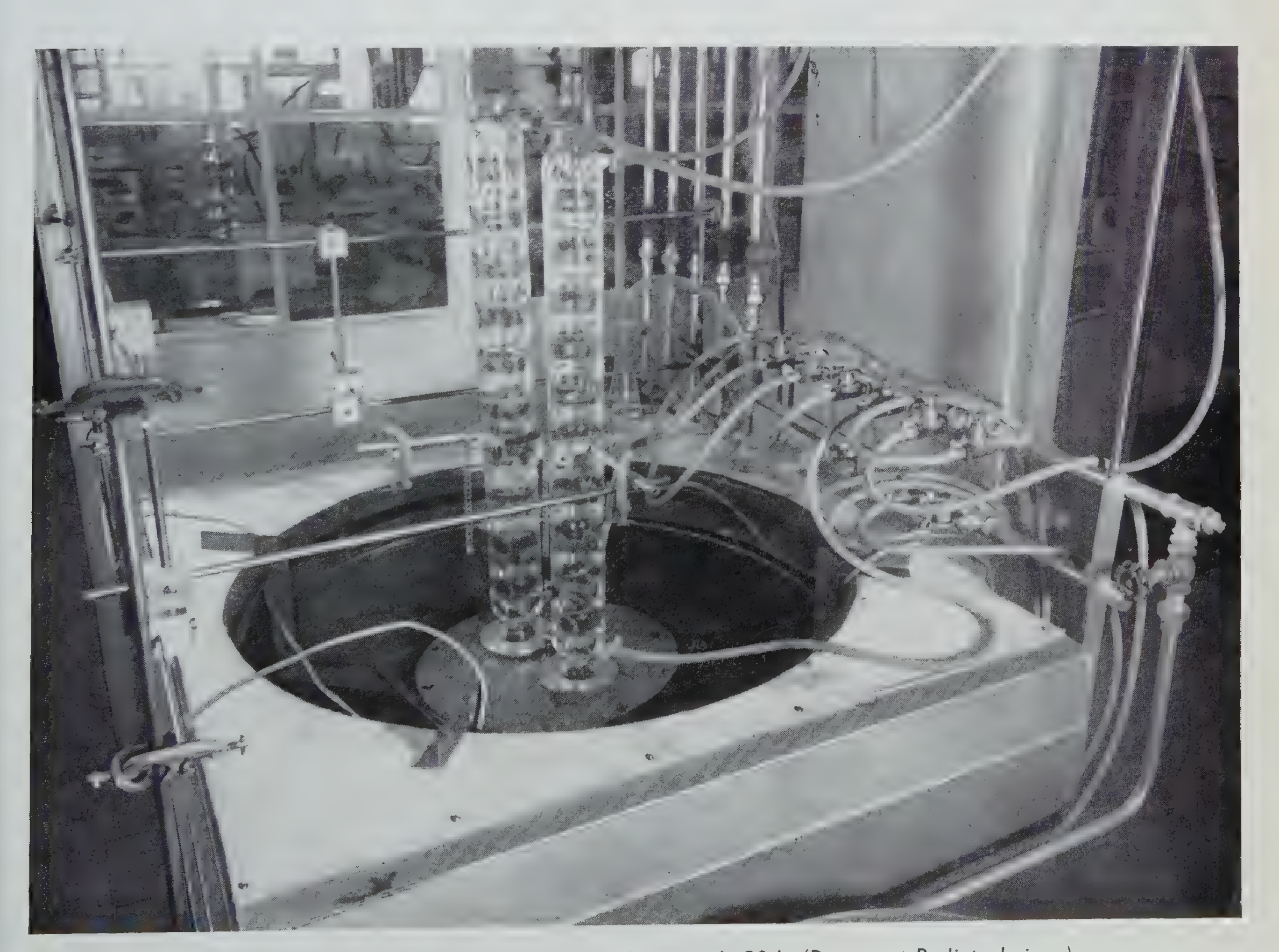


Fig. 8. *Polymérisation d'un scintillateur plastique de 20 k. (Document Radiotechnique).*
Le réacteur est immergé dans un bain d'huile de 400 l. à régulation automatique

La transparence imparfaite du scintillateur plastique diminue ce rendement lumineux tout en accroissant parallèlement le rendement quantique ; il est donc nécessaire de rechercher un compromis pour déterminer le volume du scintillateur à employer dans chaque manipulation.
Les lois de la solubilité permettent d'associer plusieurs substances fluorescentes, de façon à se rapprocher le plus des longueurs d'onde favorables aux photocathodes. C'est ainsi que les additions de 11-44 tétraphénylbutadiène (TPB), de 1-4 di 2-5 phényloxazolylbenzène (POPOP), de diphénylhexatriène (DPH) ou de 2-5 di 4 biphényloxazole, sont faites au premier soluté qui est, dans la majorité des cas, du p-terphényl.
Les matières plastiques universellement utilisées sont le polystyrène ou le polyvinyl toluène.

Le scintillateur plastique le plus répandu est composé de p-terphényl et de tétraphénylbutadiène, en solution dans un polystyrène. Sa fabrication est en général la suivante :

La dissolution des substances scintillantes est faite dans du styrène monomère préalablement purifié. Il est en effet essentiel de le débarrasser :

a) de son humidité jusqu'à une limite maximum de 50 ppm;

b) de l'inhibiteur, obligatoirement incorporé pour en permettre le stockage;

c) de toutes impuretés oxygénées pouvant conduire à une coloration jaunâtre qui modifierait le spectre d'émission du scintillateur, entraînant ainsi une diminution du rendement lumineux ;

d) de toute matière solide en suspension.

Toutes ces opérations sont réalisées sous atmosphère inerte et qui sera maintenue telle jusqu'au refroidissement final.
La dissolution achevée, le liquide parfaitement limpide est introduit dans un réacteur de polymérisation avec des traces d'agent de démoulage (stéarate de Zn).
La forme de ce récipient se rapproche le plus possible de la forme finale désirée pour le scintillateur ; il est équipé de réfrigérants à reflux et d'un ajutage de gaz neutre.
Le réacteur étant disposé dans un bain d'huile, la polymérisation est conduite à une température légèrement supérieure au point d'ébullition du monomère (PE styrène 146°), de façon à favoriser le dégazage de l'ensemble (*fig.* 8).
La régulation de la température, le temps de polymérisation, sont assurés par des dispositifs automatiques; il en est de même pour la vitesse de refroidissement au cours de la dernière partie du cycle.

La polymérisation est poussée au maximum et, avant le refroidissement, un dégazage sous pression réduite est réalisé pour éliminer la majeure partie du monomère résiduel.
Après refroidissement, un recuit, plus ou moins prolongé selon l'importance de la pièce, tempère toutes les tensions internes excessives qui pourraient se révéler à l'examen en lumière polarisée.
L'usinage par les procédés mécaniques courants (sciage, tournage, fraisage) se fait dans des conditions bien déterminées d'affûtage d'outils, de vitesse de coupe et surtout de lubrification. Il se termine par le polissage des faces.
Selon ce procédé, des scintillateurs, dont les poids vont de quelques grammes à 70 kg, sont couramment réalisés. Pour des usages spéciaux, des blocs de 150 kg ont pu être fabriqués.
Comme la densité de ces produits est voisine de 1,05, il est aisé de se rendre compte des dimensions qu'il est possible d'atteindre.
Moyennant certaines précautions, les formes les plus diverses peuvent être obtenues, de façon à adapter étroitement les dispositifs aux multiples problèmes de détections qui se posent aux chercheurs, depuis le simple cylindre jusqu'au prisme le plus compliqué, en passant par le fil, la feuille, etc. (*fig.* 9).
Ces scintillateurs ne présentent pas la fragilité des monocristaux et sont relativement insensibles aux agents atmosphériques; par contre, leur emploi dans des manipulations où interviennent des solvants organiques doit être envisagé avec circonspection et un essai préalable est à recommander.

Leurs propriétés de détection découlent de celles des produits fluorescents employés, à savoir :

— spectre d'émission dans le bleu avec maximum à 4 500 Å;

— rendement lumineux de l'ordre de 2,5 % pour une constante de temps de $5 \cdot 10^{-9}$ seconde en moyenne.

La faible densité et le numéro atomique peu élevé de leurs composants conduisent à un pouvoir d'absorption assez faible, mais compensé, rappelons-le, par les dimensions qu'ils peuvent atteindre. Comme dans les monocristaux organiques, l'absorption des γ se fera essentiellement par effet Compton et celle des neutrons rapides par les atomes d'hydrogène avec émission de protons de recul.

***

Par rapport aux autres procédés de détection, les scintillateurs, dont la préparation et les propriétés particulières viennent d'être données, présentent en général, à des degrés divers, les avantages suivants :

a) rendement quantique satisfaisant, contribuant à un rendement lumineux apparemment faible mais



Fig. 9. *Quelques aspects de scintillateurs plastiques de réalisation courante (Document Radiotechnique).*

commodément amplifié par les P.M.;

b) rapidité de réponse surpassant les autres procédés qui nécessitent un temps de relaxation nuisible dû à la charge d'espace dans les compteurs Geiger Muller par exemple;

c) vis-à-vis de la source, possibilité d'obtenir une géométrie 2π ou 4π bien définie diminuant l'importance des fluctuations;

d) amplitude des impulsions généralement liée au type de rayonnement et parfois à son énergie améliorant la sélectivité que possède déjà le scintillateur par sa composition ou simplement par son épaisseur qui conditionne l'absorption des différents rayonnements.

Ces qualités rendent possibles, voire aisés, un grand nombre de contrôles dans le Génie nucléaire et, par extension, permettent d'envisager, pour ces scintillateurs, de multiples applications.

5. Utilisation des scintillateurs

Dans ce chapitre, l'association scintillateurs-photomultiplicateurs est considérée comme implicite.
Il est impossible d'envisager ici tous les emplois des scintillateurs, aussi ne seront mentionnés, à titre d'exemple, que certaines réalisations ainsi que quelques projets parmi les plus intéressants.

Appareils de santé

La chimie des éléments radioactifs déjà astreinte aux servitudes de la chimie classique présente, en plus, pour le personnel, le danger d'une activité néfaste ou d'une toxicité considérable ; aussi est-il indispensable d'être en mesure de vérifier l'efficacité de toutes les opérations de nettoyage et d'assainissement, tant sur le personnel que sur le matériel.
A cet effet, des appareils basés le plus souvent sur la détection des α ont été réalisés avec des formes particulièrement adaptées aux besoins.
La contamination des mains de l'opérateur est vérifiée par un appareil comportant un scintillateur au sulfure de zinc (SAM 127 × 223) d'une surface équivalente à celle des mains. Le comptage est intégré et tout dépassement d'un certain niveau déclenche un système d'alarme (Type CFA).
La sonde, association d'un scintillateur au sulfure de zinc (SAM 70) et d'un photomultiplicateur, présente la forme d'une torche électrique facile à diriger sur le matériel de laboratoire; elle décèle les contaminations et rend compte de l'efficacité du nettoyage dans les appareils du type IPAB.
Emmanchée à la façon d'un balai, la sonde devient un dispositif de contrôle de la décontamination du sol (CABP).
La surveillance de l'atmosphère est plus délicate : à l'activité des poussières radioactives, s'ajoute celle du radon et de ses dérivés de courtes périodes, par conséquent moins nocive. Il est donc nécessaire de n'alerter les dispositifs de sécurité que pour une contamination durable par des radioéléments de longues périodes tels que ^{239}Pu, ^{90}Sr, ^{90}Y, qui présentent des activités α et β. Pour cela, l'appareillage est conçu de la façon suivante : des volumes d'air connus traversent une bande de papier filtre qui retient les poussières radioactives détectées, à cet instant, activité du radon comprise, au moyen d'un scintillateur au sulfure de zinc pour les α; par un défilement régulier, la bande est présentée ensuite à un scintillateur plastique qui détecte soit le rayonnement α restant, soit les β. La vitesse de déplacement de la bande correspond à la période du radon et de ses dérivés; la seconde détection mesure la contamination restant dangereuse.
Ainsi, l'appareil peut renseigner à la fois sur une contamination intempestive mais de courte durée, et sur une contamination durable. La technique la plus moderne de détection du plutonium consiste à détecter simultanément les α et les β avec deux scintillateurs spécialisés et à mettre les impulsions en coïncidence; la différence entre le taux de comptage global et le taux de coïncidence représente l'activité due au plutonium.
Tous ces appareils équipent maintenant les laboratoires traitant des radioéléments pour la plus grande sécurité du personnel.

Appareils de laboratoires

Sans quitter les disciplines scientifiques, le scintillateur fournit une assistance efficace dans divers domaines.

En chimie.

Il permet le dosage de radioéléments (tel que celui des impuretés activables dans certains composés), il évite certaines séparations, il remplace les titrages

et contrôle les opérations de concentration et de purification par la mesure de l'activité dont la proportionnalité à la teneur en radioéléments à un instant donné est bien établie.
Dans ces déterminations, les limites d'erreur sont largement améliorées par l'emploi de scintillateurs à puits ou à canalisation approchant de très près la géométrie 4π et le remplacement de l'intégrateur par une échelle de comptage.
Avec des scintillateurs monocristallins d'iodure de sodium ou équivalents, la mesure d'énergie du pic photoélectrique, complétant ici la mesure d'activité, permet l'examen qualitatif par l'étude du spectre obtenu. C'est la spectrométrie γ [17, 18].

En physique.

Le scintillateur permet :

a) de visualiser les faisceaux de particules des grands accélérateurs modernes sans les perturber (scintillateurs plastiques), le P.M. étant reporté hors du faisceau à l'extrémité d'un guide de lumière. Dans ces problèmes, les photons émis sont « regardés » sur la face adjacente au plan d'incidence du faisceau et non sur la face opposée. Cela permet en particulier de délimiter la section, l'étendue du faisceau et la vitesse des particules par la mesure de temps de vol, mesure qui s'effectue soit au moyen du temps qui s'écoule entre le signal fourni par l'émetteur modulé et la détection d'une séquence dans le scintillateur, soit en utilisant deux scintillateurs espacés.

b) de contribuer à la sécurité de fonctionnement des réacteurs nucléaires qui dépend en partie de la solidité des gaines de métaux légers qui renferment les barres d'uranium. La rupture d'une de ces gaines entraîne une pollution, par les éléments de fission, du dispositif d'échange thermique de la pile, aussi une détection rapide est-elle souhaitable. Pour cela, lorsque l'agent d'échange est un gaz, il est possible de dériver une fraction du courant gazeux qu'une pompe rotative présentera à un scintillateur plastique. Les conditions de température, de pression, de dilution des produits de fission dans le gaz imposent au scintillateur plastique, en général, une résistance et une géométrie parfaites pour limiter au minimum l'espace nuisible entre la source très dispersée qu'est la veine de fluide entraînée par le rotor de la pompe et le scintillateur lui-même qui devient ainsi une portion du stator.

c) les flux de neutrons issus des piles laboratoires ou des cibles d'accélérateurs sont détectés par des appareils utilisant ou les scintillateurs type Hornyak ou les scintillateurs au bore, selon leur vitesse.

d) l'utilisation de grands scintillateurs plastiques d'un mètre de diamètre et d'un poids de 100 kg contribue à l'étude du rayonnement cosmique au sol. Disposés sur des surfaces de l'ordre du kilomètre carré, à raison de plusieurs dizaines, ils permettent de mesurer l'intensité du rayonnement et l'angle d'incidence par le niveau de l'impulsion et par le décalage de cette impulsion d'un scintillateur à l'autre.

La physique nucléaire offre aux scintillateurs un domaine trop vaste pour prétendre se livrer à un examen d'ensemble de leurs utilisations.

Laboratoires divers.
Biologie — Médecine.
Géologie.

Le développement des techniques de marquage au moyen d'isotopes radioactifs a introduit le comptage par scintillation dans les disciplines les plus diverses, en particulier en médecine, en biologie et en géologie.

En médecine

Par exemple, après ingestion de ^{131}I, l'activité thyroïdienne est enregistrée automatiquement sous forme d'une carte topographique des glandes au moyen d'un scintillateur NaI (Tl) mobile dont les coordonnées de mouvement sont programmées. L'enregistreur réalise le même programme et traduit les impulsions reçues par un noircissement du papier proportionnel à la fixation locale de l'iode [19].

En biologie végétale

Des travaux analogues ont été réalisés pour l'étude de l'assimilation des engrais et la localisation d'éléments marqués dans les tissus.

En géologie

La prospection de l'uranium fournit une application remarquable des scintillateurs plastiques de gros volumes. Le développement de l'énergie nucléaire a provoqué une véritable ruée sur les gisements uranifères.
La recherche et la délimitation de ces gisements, lorsqu'ils se trouvent en surface, peuvent être menées à bien au moyen de détecteurs munis de scintillateurs plastiques placés soit à bord d'une voiture, soit à bord d'un avion.
Dans ce dernier cas, le scintillateur représente une masse de 14 kg pour un diamètre de 260 mm et une hauteur équivalente (SPF 260/260). Le dispositif enregistre simultanément l'activité et l'altitude

par rapport au sol; les coordonnées supplémentaires (vitesse de l'avion et direction) permettent de dresser une carte d'activité des régions inspectées.

Appareils industriels de contrôle

Dans une voie ouverte par les rayons X, diverses sources radioactives se sont révélées d'un emploi avantageux dans le contrôle industriel où les dispositifs à scintillation assurent en de nombreux cas le contrôle continu et sans contact de l'épaisseur, des niveaux inaccessibles, de l'homogénéité, etc.

Mesures d'épaisseur

Les mesures d'épaisseur sont réalisées à partir de l'absorption du rayonnement par la matière contrôlée, ou bien, lorsque les deux faces ne sont pas accessibles (tuyaux), il est possible de mesurer du côté même de la source (de rayons γ en général), la rétrodiffusion du rayonnement dont l'énergie, nettement plus faible que celle de la source, est aisément discriminée (*fig.* 10) :

$$E\gamma \text{ diffusée à } 180^{\circ} = \frac{E\gamma}{1 + 4E\gamma}.$$

Par ces procédés, la fabrication des bandes de papier à cigarettes dispose maintenant d'un contrôle rigoureux au même titre que, dans l'industrie métallurgique, la fabrication des tôles de laminoirs continus ou des tuyaux.

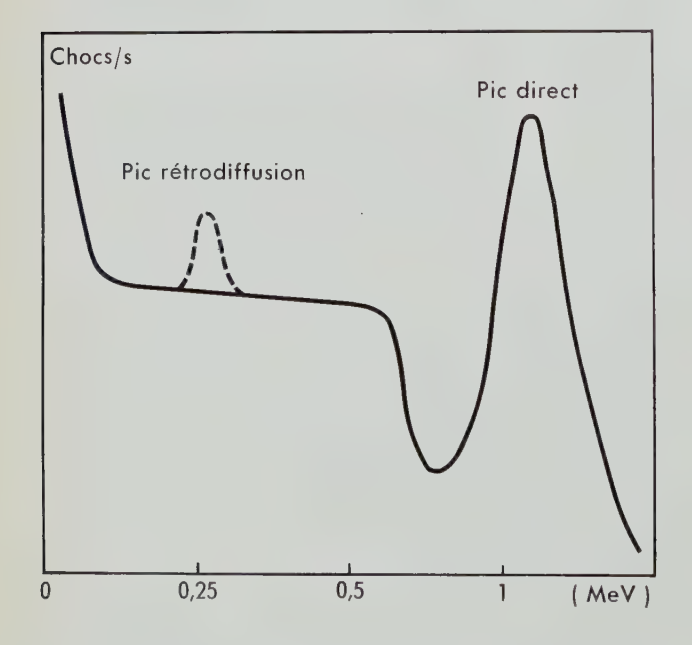


Fig. 10. *Rétrodiffusion du rayonnement par un diffuseur.*



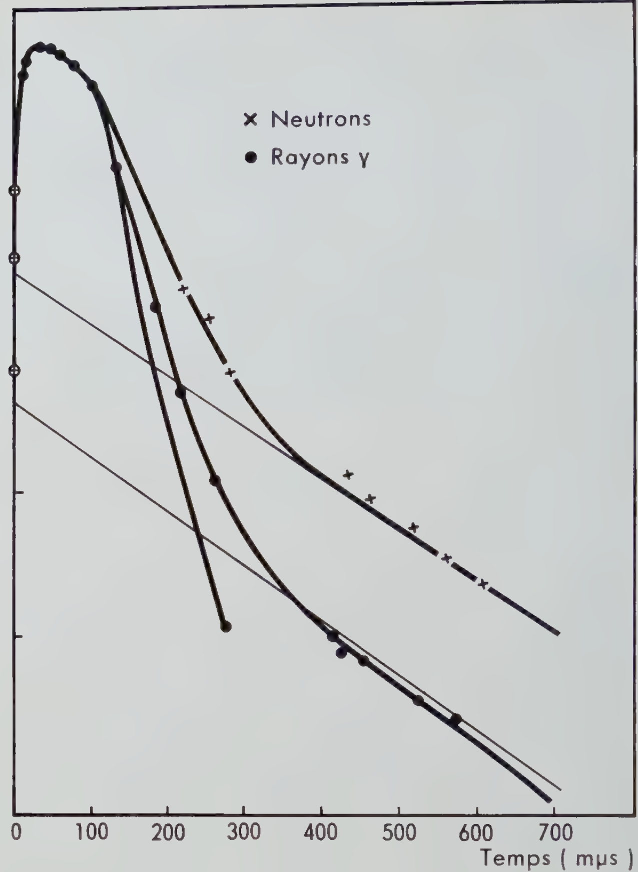


Fig. 11. *Composantes lentes des scintillations produites dans l'anthracène par les neutrons et les rayons γ (d'après Owen [20]).*

Contrôle de l'homogénéité, des niveaux

Il est parfois difficile de s'assurer, sans intervention destructive, du niveau et de l'homogénéité de remplissage d'un récipient; ainsi, la répartition de la poudre dans un corps de fusée, qui est un facteur essentiel de la régularité de fonctionnement, était jusqu'à ces derniers temps vérifiée par des prélèvements dans un lot et des essais de combustion. Maintenant, une source de γ et un scintillateur (cristal ou plastique) permettent un contrôle non destructif de tous les engins.
Ces utilisations caractéristiques des scintillateurs dans les techniques les plus diverses laissent prévoir que l'emploi combiné d'une source radioactive et d'un scintillateur-photomultiplicateur s'étendra certainement à la faveur des possibilités techniques

qu'il offre et l'aspect souvent compétitif qu'il présente vis-à-vis des procédés existants.

Possibilités actuellement étudiées

Quelques exemples seulement sont choisis dans des domaines divers :

Chimie.

Certains appareils décrits utilisent l'activité différenciée des α et β pour définir une pollution de plutonium dans une atmosphère pouvant contenir d'autres radioéléments de courte période. Les processus d'interaction et la forme du scintillateur peuvent permettre de les distinguer en n'utilisant qu'un seul élément de détection.
Si le support de plexiglas d'un scintillateur au sulfure de zinc est remplacé par un disque mince de scintillateur plastique, il est possible d'obtenir un scintillateur sensible à la fois aux α et aux β. En effet, il détectera les α grâce au sulfure de zinc, et les β grâce au disque en plastique, car ces deux matériaux présentent des caractéristiques d'amplitudes et de durées différentes, et la détection se fera soit par l'analyse de l'amplitude, soit par l'étude de la durée de l'impulsion.
Un dispositif similaire avec un plastique plus épais peut devenir un détecteur pour les radiations α, β et γ; il prendra tout son intérêt lorsque seront mieux connues les origines des composantes lentes de scintillation (voir p. 116) qui offrent déjà les possibilités de discriminer les rayons γ et les neutrons dans les cristaux d'anthracène (Owen [20], *fig.* 11).

Physique.

Avec la chambre de Wilson, les émulsions nucléaires ou la chambre à bulles, le physicien n'obtient qu'une image retardée de la projection d'une trajectoire qu'il lui faut reconstituer. Un scintillateur réalisé au moyen de réseaux de fils plastiques croisés est capable de définir instantanément une trajectoire, à condition de l'observer par deux faces orthogonales.
En effet, il se crée, dans chaque fil traversé, une impulsion lumineuse qui est transmise à l'extrémité du fil, ce dernier jouant le rôle de guide de lumière (*fig.* 12). La combinaison de ces impulsions selon les deux plans définis par les réseaux aboutit à la visualisation instantanée de la trajectoire d'une ou plusieurs particules. La définition de l'image sera déterminée en première approximation par le diamètre des fils, ensuite par la sensibilité de la caméra électronique, enfin par les tubes cathodiques de réception.
A l'heure actuelle, le scintillateur à fils est réalisé, mais l'impulsion lumineuse est trop faible pour

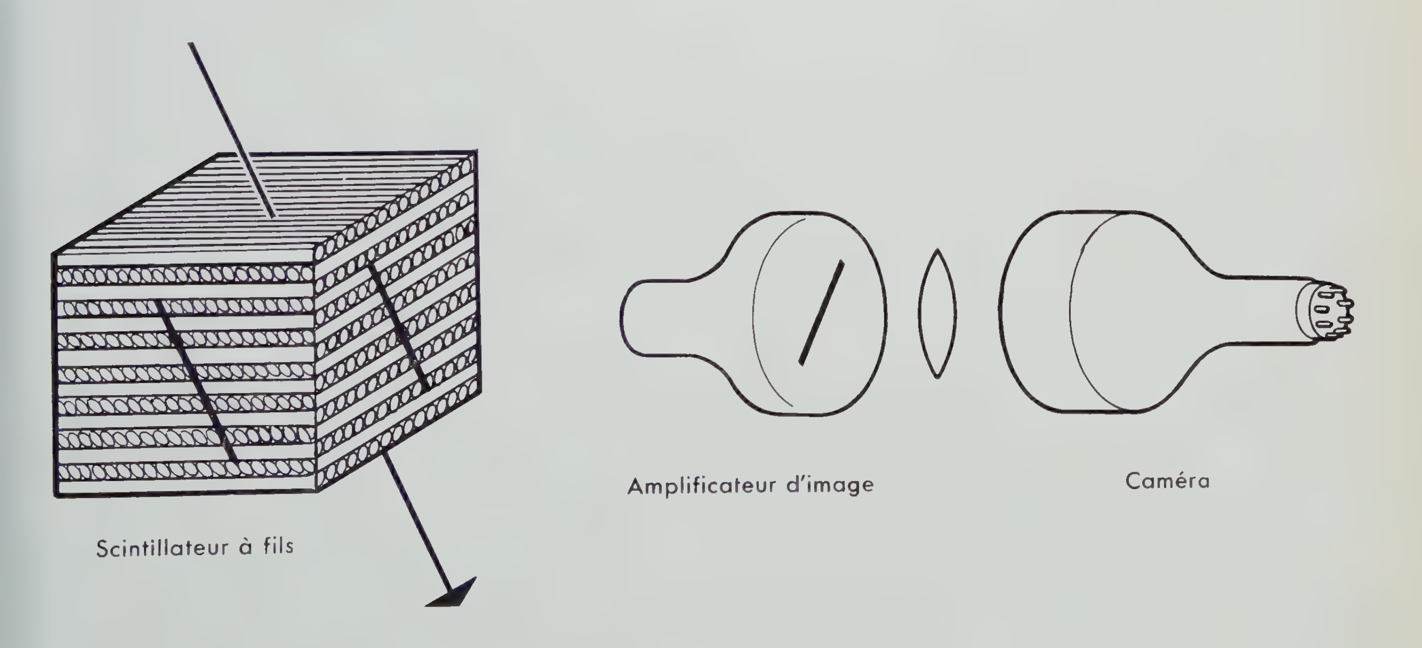


Fig. 12. *Scintillateur à fils et dispositif d'étude des trajectoires.*

agir efficacement sur le dispositif électronique, aussi l'étude d'un amplificateur d'image adapté est-elle activement poussée [21].

Possibilités diverses.

Un procédé qui se présente comme l'inverse de la prospection aérienne des gisements uranifères fournit une possibilité de « radio (élément) guidage ». Le marquage radioactif d'un itinéraire peut être d'une discrétion exemplaire puisqu'il se signalera exclusivement au véhicule muni d'un détecteur à scintillations. Il peut s'ensuivre des applications civiles et militaires intéressantes.

Le trafic ferroviaire peut, lui aussi, bénéficier du marquage des signaux par radiosource. Si épais que soient les brouillards, la détection par scintillations depuis la motrice assure une sensibilité constante; une sécurité supplémentaire découle de la période du radioélément employé qui, étant supérieure à la durée d'un filament de lampe, procure, en outre, une économie d'entretien non négligeable. Celle-ci est encore accrue par le fait que le dispositif ne réclame aucune superstructure.

Sans vouloir broder davantage sur les possibilités qu'offre, dans la vie courante, l'emploi des radioéléments et des compteurs à scintillations, il est aisé de voir que, là où existe un dispositif de contrôle basé soit sur une variation de dimensions à déterminer, soit sur la présence ou l'absence d'un corps absorbant (dénombrement), soit encore sur un mouvement relatif par rapport à un repère, il est possible de recourir à l'interception d'un rayonnement nucléaire enregistré par un scintillateur; et souvent, le contrôle y gagne en sécurité, en précision, en rentabilité et en discrétion.

De cet exposé, il ressort nettement que les produits fabriqués à l'heure actuelle n'approchent qu'assez imparfaitement l'idéal. La recherche en ce domaine ne saurait donc être négligée.

Des études très importantes actuellement en cours ont pour objet la réalisation de scintillateurs plastiques plus efficaces vis-à-vis des rayonnements. Des méthodes électroniques spéciales sont mises en œuvre pour l'étude de la durée de scintillations, afin de tirer un meilleur parti des composantes lentes.

Les processus de fabrication s'orientent vers les procédés spécifiquement industriels.

Enfin, des emplois nouveaux sont recherchés pour les substances scintillantes, telle leur utilisation comme réactif chimique « détecteur » avec les sels de radioéléments.

Cet exposé limité aux scintillateurs solides montre combien cette technique peut offrir de nombreuses solutions pour les problèmes qui se posent dans les activités nucléaires ou paranucléaires. Il indique également que son évolution ne pourra que suivre celle du Génie atomique, ce qui promet un brillant avenir au comptage par scintillations.

Bibliographie

1 G.G. STOKES
On the Change of Refrangibility of Light.
PHIL. TRANS., 1852, part II, pp. 463-562.

2 E. BECQUEREL
La lumière, ses causes et ses effets.
ED. DIDOT, Paris, 1867.

3 W. CROOKES
The Emanation of Radium.
PROC. ROY. SOC. LOND., vol. 71, 1903, pp. 405-408.

4 E. REGENER
The Scintillation Method of Counting the α particles — the Magnitude of the Element of Electricity.
BER. DEUTSCH. PHYSIK. GES., vol. 6, 1908, p. 78.

5 E. RUTHERFORD
Collision of α Particles with Light Atoms. IV. An Anomalous Effect in Nitrogen.
PHIL. MAG., vol. 37, n° 222, juin 1919, pp. 581-587.

6 M. BLAU and B. DREYFUS
The Multiplier Photo-Tube in Radioactive Measurements.
REV. SCI. INSTR., vol. 16, n° 9, septembre 1945, pp. 245-248.

7 KALLMAN
NATUR U. TECH. juillet 1947.

8 P.R. BELL
The Use of Anthracene as a Scintillation Counter.
PHYS. REV., vol. 73, n° 11, 1er juin 1948, pp. 1405-1406.

9 R. HOFSTADTER
Alkali Halide Scintillation Counters.
PHYS. REV., vol. 74, n° 1, 1er juillet 1948, pp. 100-101.

10 G.T. REYNOLDS, F.B. HARRISON and G. SALVINI
Liquid Scintillation Counters.
PHYS. REV., vol. 78, n° 4, 15 mai 1950, p. 488.

11 W.S. KOSKI
Scintillations in Some Phosphor-Plastic Systems.
PHYS. REV., vol. 82, n° 2, 15 avril 1951, pp. 230-232.

12 A. MEYER and R.B. MURRAY
Scintillation Response of Activated Ionic Crystals to Charged Particles.
IRE TRANS., NUCL. SCI., vol. NS-7, n° 2-3, juin-septembre 1960, pp. 22-25.

13 J.B. BIRKS
The Scintillation Process in Organic Systems.
IRE TRANS., NUCL. SCI., vol. NS-7, n° 2-3, juin-septembre 1960, pp. 2-11.

14 W.L. BUCK
The Origin of Scintillations in Organic Materials.
IRE TRANS., NUCL. SCI., vol. NS-7, n° 2-3, juin-septembre 1960, pp. 11-16.

15 D.C. STOCKBARGER
The Production of Large Single Crystals of Lithium Fluoride.
REV. SCI. INSTR., vol. 7, mars 1936, pp. 133-136.

16 S. KYROPOULOS
Dielektrizitätskonstanten regulärer Kristalle.
Z. PHYS., vol. 63, n° 11-12, 1930, pp. 849-854.

17 A.F. BESSE
La spectrographie des rayonnements gamma.
ACTA ELECTRONICA, vol. 3, n° 3-4, juillet-octobre 1959, pp. 277-294.

18 P. GAUTHIER
Utilisation de la spectrométrie des photons gamma dans l'analyse chimique.
ACTA ELECTRONICA, vol. 3, n° 3-4, juillet-octobre 1959, pp. 295-305.

19 D. CHASSAGNE et R. PEREZ
Utilisation en médecine des isotopes radioactifs artificiels.
ACTA ELECTRONICA, vol. 3, n° 3-4, juillet-octobre 1959, p.. 239-252.

20 R.B. OWEN
The variation of Phosphor Decay Time with specific Ionisation and its Applications.
C. R. COLL. INTERN. ELECTRON. NUCL., Paris, 1958, pp. 27-35.
ED. A.I.E.A., Vienne, 1959.

21 Y. KOECHLIN, B. AGRINIER, B. PARLIER et A. TARRIUS
La chambre à scintillations.
COMMISSAR. ENERG. ATOM., BULL. INF. SCI. TECH., n° 37, 1960, pp. 2-11.





ABSTRACTS

FAST RESPONSE PHOTOMULTIPLIERS
(Design and Application Ranges)

PHOTOMULTIPLIERS IN EXPERIMENTAL PHYSICS - PROBLEMS ENCOUNTERED IN DESIGN, PRODUCTION, AND USE, by G. PIETRI, Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Paris. *Acta Electronica, vol.* 5, *n*° 1, 1961, *pp.* 7-30.

One of the purposes for which photomultipliers are used, is to determine with accuracy the instant of occurrence of luminous phenomena. This application is examined by the author, and possible methods discussed. The operating principles of the photomultiplier are outlined, leading to examination of the problems encountered in the production of these tubes, and their operational limits.

The components of a typical photomultiplier are described, with the conditions they must fulfil for optimum efficiency. In this analysis, the points of view of both the user and the maker are considered. The article closes with a discussion of development tendencies, and calculation of the response of the electron optical system of photomultipliers in pulsed operation is given in appendix.

DESIGN OF A FAST-RESPONSE PHOTOMULTIPLIER, by M. BARBIER, Groupe du Synchrotron à protons, C.E.R.N., Genève. *Acta Electronica vol.* 5, *n*° 1, 1961, *pp.* 31-38.

Time of flight differences of electrons in photomultipliers are examined. They are due to the different path-lengths as well as to the different initial energies of the electrons. Constructions can be found that minimize the first effect. The influence of the second can be reduced by using accelerating grids, so that the electrons travel most of the time with their maximum speed. It would be possible thus to build photomultipliers with a rise-time shorter than 10^{-10} second.

SERIES PRODUCTION OF PHOTOMULTIPLIERS (TECHNOLOGY AND TESTING PROCEDURES), by E. MORILLEAU, Chef du Service Photoélectricité, La Radiotechnique, Brive. *Acta Electronica, vol.* 5, *n*° 1, 1961, *pp.* 39-51.



Technology (choice of materials, photocathode activation, multiplier design) is of importance in the series production of photomultipliers. The examination of technological problems is followed by the discussion of typical test procedures in product quality inspection (sensitivity and uniform composition of the photocathode, anode sensitivity, energetic resolution, electron transit time). Statistical curves are given to trace progress in the last three years.



ZUSAMMENFASSUNGEN

SEKUNDÄRELEKTRONENVERVIELFACHER MIT KURZER ANSPRECHZEIT
(Auslegungs und Anwendungsgebiete)

DIE SEKUNDÄRELEKTRONENVERVIELFACHER ALS MESSINSTRUMENTE DER EXPERIMENTELLEN PHYSIK. PROBLEME, WELCHE DURCH IHRE AUSLEGUNG, IHRE AUSFÜHRUNG UND IHREN EINSATZ AUFGEWORFEN WERDEN, von G. PIETRI, Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Paris. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 7-30.

æ

Eine der Anwendungen der S.E.V. besteht in der genauen Bestimmung des Augenblickes, an welchem ein Lichtemissionsvorgang stattfindet. Deshalb untersucht der Verfasser die Problemstellung und die möglichen Lösungen. Er legt dann kurz die grundsätzliche Arbeitsweise des S.E.V. aus, was ihn zur Untersuchung der Probleme führt, die durch die Ausführung dieser Röhren gestellt werden sowie zur Untersuchung ihrer Anwendungsgrenzen. Er beschreibt dann den Aufbau der verschiedenen Bestandteile eines typischen S.E.V. : Optik und Vervielfacher, und er zeigt dann, welche Bedingungen diese Teile der Röhre erfüllen sollen, damit man die erfasste Information am besten auswerten kann. Bei dieser Analyse wird gleichzeitig der Standpunkt des Benutzers und der Standpunkt des Röhrenbauers berücksichtigt. Im letzten Teil des Aufsatzes werden die Entwicklungstendenzen der S.E.V.-Röhren angeführt. In der Anlage wird ein mathematischer Ansatz zur Berechnung der Impulsansprechkurve der Optik einer S.E.V.-Röhre gegeben.

ENTWICKLUNG EINES SCHNELLEN PHOTOELEKTRONENVERVIELFACHERS, von M. BARBIER, Groupe du Synchrotron à protons, C.E.R.N., Genève. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 31-38.

æ

Die Laufzeitunterschiede der Elektronen in Vervielfachern werden theoretisch untersucht. Diese Unterschiede entstehen aus den verschiedenen Längen der Flugwege sowie aus den verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen. Es werden Konstruktionen angegeben, bei welchen die ersteren herabgesetzt werden. Ferner wird gezeigt, dass die Verwendung von Beschleunigungsgittern den Einfluss der zweiten Unterschiede ebenfalls reduziert, indem die Elektronen nunmehr fast ihre volle Bahnlänge mit ihrer Höchstgeschwindigkeit zurücklegen. So liessen sich Sekundärelektronenvervielfacher mit einer Zeitauflösung von weniger als 10^{-10} sek. bauen.

SERIENHERSTELLUNG DER SEKUNDÄRELEKTRONENVERVIELFACHER-RÖHREN (TECHNOLOGIE UND KONTROLLMESSUNGEN), von E. MORILLEAU, Chef du Service Photoélectricité, La Radiotechnique, Brive. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 39-51.

æ

Der Verfasser untersucht die verschiedenen technologischen Probleme, welche in der Serienherstellung der S.E.V.-Röhren eine wichtige Rolle spielen : Wahl der Glassorten, Aktivierung der Photokathode, Aufbau des Vervielfachers. Er gibt dann einige typische Messungen an, mit denen man die Qualität der Herstellung kontrollieren kann (Empfindlichkeit und Gleichförmigkeit der Photokathode, Empfindlichkeit der Anode, Auflösung der Energiewerte, Flugzeit der Elektronen). Statistische Kurven stellen die Fortschritte dar, welche in drei Jahren in der Herstellung der S.E.V.-Röhren erreicht wurden.



SOME CONSIDERATIONS CONCERNING THE PERFORMANCES OF FAST RESPONSE PHOTOMULTIPLIERS, by C. CERNIGOI, I. GABRIELLI and G. IERNETTI, Institut de Physique de l'Université de Trieste. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 53-60.

The criteria for the determination of photomultiplier response are restated, and experimental methods for the study of the output pulses of these tubes are briefly described. The results obtained with four types of fast response photomultipliers are used for the comparison of performances, and as a guide in the choice of tube according to the application considered.

PULSE HEIGTH VARIATIONS IN A FAST RESPONSE PHOTOMULTIPLIER, by P. RAIMBAULT, Département d'Electronique, Section Autonome d'Electronique Appliquée, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 61-72.

The pulse height variations in a fast response photomultiplier are studied by injecting two independent random variables which determine the form of the anode pulses. The energy of each pulse, directly dependent on gain and its variance, is the first variable ; pulse heights varying according to this variable are further dependent on pulse width, which is the second variable.

The results obtained in peak pulse amplitude variation with a fast pulse widening circuit, and those bearing on the statistical variations of gain, are compared to demonstrate that the relative variance of peak pulse amplitude is greater than that of gain.

In the above measurements, the effects of the secondary emission coefficient of the first dynode and those of the average secondary emission coefficient of the multiplier are shown.

TIME-AMPLITUDE CONVERTER, by M. BANNER, Laboratoire de Physique Corpusculaire à Haute Energie, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 73-88.

To determine the mass of a particle, the common practice in high energy physics is to measure its transit time. This measurement is not very simple, for it is easier to analyse an amplitude than a time. Thus, a time-amplitude converter has been designed, and is described in this article. The converter uses a double control grid tube 6BN6 with a resolving time of 5.10^{-11} s, as measured with a pulse generator. Analysis of the response of a particle detector, consisting of a scintillator and a photomultiplier, shows that a resolving time of 5.10^{-10} s can be attained. A time of this magnitude has in fact been experimentally achieved.

The converter described has been used to study the transit time of particles in a secondary beam in the accelerator « Saturne ». The energy spectra of π mesons, protons, deutons, emitted by a polyethylene target under 1.4 and 2 GeV proton bombardment, were measured by this method.



EINIGE BETRACHTUNGEN ÜBER DIE LEISTUNGEN DER SEKUNDÄR-ELEKTRONENVERVIELFACHER MIT KURZER ANSPRECHZEIT, von C. CERNIGOI, I. GABRIELLI und G. IERNETTI, Institut de Physique de l'Université de Trieste. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 53-60.

æ

Die Verfasser erwähnen kurz die Kriterien der Ansprechgeschwindigkeit der S.E.V. und beschreiben dann die experimentellen Verfahren, welche für die Untersuchungen der Form der von diesen abgegebenen Impulse verwendet werden. Die mit vier verschiedenen Typen von S.E.V. erhaltenen Ergebnisse ermöglichen einen Vergleich ihrer Leistungen und dienen somit als Leitfaden für den Benutzer bei der Wahl der Geräte in Abhängigkeit der vorgesehenen Anwendungen.

MESSUNG DER AMPLITUDENSCHWANKUNGEN EINES SEKUNDÄRELEKTRONENVERVIELFACHERS, von P. RAIMBAULT, Département d'Electronique, Section autonome d'électronique appliquée, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 61-72.

æ

Um die Amplitudenschwankungen eines Sekundärelektronenvervielfachers mit kurzer Ansprechzeit zu untersuchen, werden zwei unabhängige, zufällig veränderliche Variable eingeführt, welche die Form des Anodenimpulses bestimmen. Als 1. Variable wählt man die Energie eines jeden Impulses, welche direkt von der Verstärkung und ihren Variationen abhängt ; die Amplitudenschwankungen, die von dieser 1. Variable abhängig sind, hängen ebenfalls von der Impulsbreite ab, welche als 2. Variable gewählt wird.

Es werden dann vergleichende Untersuchungen der Ergebnisse der Schwankungen der grössten Amplitude mit Hilfe eines Spezialkreises zur Verbreiterung der kurzen Impulse und der Ergebnisse der statistischen Schwankungen der Verstärkung geführt. Diese Untersuchungen zeigen, dass die relativen Schwankungen des Höchstwertes der Amplitude des Signals grösser sind als die Schwankungen der Verstärkung.

Bei der Messung dieser Schwankungen wird der Beitrag des Sekundäremissionsfaktors der 1. Dynode und des mittleren Sekundärfaktors des Elektronenvervielfachers hervorgehoben.

ZEITAMPLITUDENWANDLER, von M. BANNER, Service de Physique Corpusculaire à Haute Energie, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 73--88.

æ

Um die Masse eines Teilchens zu bestimmen, wird laufend in der Physik der hochbeschleunigten Partikel die Flugzeit dieses Partikels gemessen. Diese Messung ist nicht sehr bequem, denn man kann leichter eine Amplitude messen als eine Zeit. Deshalb hat man die Zeitamplitudenwandler geschaffen. Das in diesem Aufsatz beschriebene Gerät verwendet eine Doppelgitterröhre 6BN6, deren mit einem Impulsgenerator gemessene Zeitauflösung 5.10^{-11} s beträgt. Die Analyse der Ansprechcharakteristik eines Partikelzählers, welcher aus einem Szintillator und einem Sekundärelektronenvervielfacher besteht, hat gezeigt, dass man eine Auflösung von 5.10^{-10} s erhalten kann. Mit dem Wandler wurde effektiv etwa diese Auflösung erhalten.

Dieser Wandler diente zur Messung der Flugzeiten der Partikel in einem Sekundärstrahl des Saturn-Zyklotron. Es konnte so das Energiespektrum von π - Mesonen, von Protonen, von Deuteronen gemessen werden, die durch Beschuss eines Polyäthylenschirmes durch 1,4 und 2 GeV Protonen erhalten wurden.



PARTICLE VELOCITY MEASUREMENTS WITH THE PROTON SYNCHROTRON OF THE C.E.R.N., by R. MEUNIER and J.P. STROOT, Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, Genève. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 89-101.

Discussion of the methods used to measure the velocity of high energy particles with a large accelerator reveals the advantages of a certain type of Cerenkov counter. The counter in question and its operating principles are described.

The possibilities of this type of counter are illustrated by the results obtained in the analysis of secondary beams in the proton synchrotron of the C.E.R.N.



NEW VSRT SCINTILLATION COUNTERS (VERY SHORT RESOLVING TIME), by Lydie KOCH, Laboratoire d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 103-110.

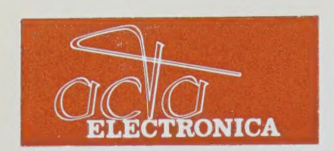
Rare gases used as scintillators have a characteristically short scintillation, and linearity of response versus total transferred incident-particle energy. Associated with fast response photomultipliers, these scintillators make it possible to solve certain problems in nuclear physics, in which a linear detector with a very short resolving time (a few nanoseconds) is an indispensable requirement.

Two typical units, the results obtained and future possibilities, are described.



SOLID SCINTILLATORS : SOME ASPECTS OF GOVERNING PRINCIPLES, RESEARCH AND ACHIEVEMENTS, by G.A. GIGER, La Radiotechnique, Département Scintillateurs, Suresnes. *Acta Electronica, vol.* 5, *n°* 1, 1961, *pp.* 111-130.

Definition of the term, and of the properties of the substances referred to as scintillators, are followed by a brief outline of background showing the relative maturity of their discovery. Schematic summarization of the mechanism of operation assists in understanding the composition and production, as well as the use of scintillators. The more current applications are mentioned, and other possible applications are indicated, in which scintillation detectors could replace presently used equipment advantageously. Finally, this descriptive article closes with a discussion of the direction taken by research. For the sake of brevity and clearness, mathematical development has generally been dispensed with throughout the article.



MESSUNG DER GESCHWINDIGKEIT VON PARTIKELN IM PROTONENSYNCHROTRON DES C. E. R. N., von R. MEUNIER und J.-P. STROOT, Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, Genève. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1. 1961, *S.* 89-101.

Die kritische Betrachtung der Messverfahren, welche zur Messung der Geschwindigkeit der hochbeschleunigten Partikel in einem grossen Partikelbeschleuniger verwendet werden, zeigen die Vorteile einer besonderen Ausführung der Cerenkovzähler.

Der Aufsatz gibt eine Beschreibung dieser Zähler sowie die Grundsätze, die ihre Ausführung geleitet haben.

Die Möglichkeiten dieser Zähler werden durch die Ergebnisse ihres Einsatzes zur Analyse der Sekundärstrahlung des Protonensynchrotron des C.E.R.N. im Laufe neuerer Versuche gezeigt.

NEUER SZINTILLATIONSZÄHLER MIT SEHR KURZER ANSPRECHZEIT, von Lydie KOCH, Service d'électronique physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 103-110.

Die seltenen Gase, welche als Szintillatoren verwendet werden, sind durch ihre kurze Leuchtdauer gekennzeichnet sowie durch die lineare Beziehung zwischen der Gesamtenergie, die an das Gas abgegeben wird und der Energie des einfallenden Teilchens.

In Verbindung mit S.E.V. mit grosser Ansprechgeschwindigkeit ermöglichen diese Szintillatoren die Lösung gewisser Probleme der Kernphysik, bei denen man unbedingt einen linearen Messwandler mit sehr kurzer Ansprechzeit (einige Nanosekunden) braucht.

Es werden zwei Ausführungsbeispiele beschrieben. Die bereits erhaltenen Ergebnisse sowie die künftigen Möglichkeiten dieser Geräte werden dann kurz ausgelegt.

FESTE SZINTILLATOREN. VERSCHIEDENE STANDPUNKTE BETREFFS DER GRUNDSÄTZE DER AUSFÜHRUNG UND DER UNTERSUCHUNGEN, von G.A. GIGER, La Radiotechnique, Département Scintillateurs, Suresnes. *Acta Electronica, B.* 5, *H.* 1, 1961, *S.* 111-130.

Nachdem der Verfasser den Begriff des Szintillatoren in grossen Zügen bestimmt hat und nachdem er die geforderten Eigenschaften der unter dieser Bezeichnung zusammengefassten Werkstoffe festgelegt hat, zeigt er in einer kurzen geschichtlichen Übersicht, dass die Entdeckung dieser Werkstoffe schon ziemlich alt ist. Durch eine etwas schematische Auslegung ihrer Arbeitsweise wird ihre Zusammensetzung, ihre Erzeugung und ihre Anwendung leichter verständlich. Neben den üblichen Anwendungen, die vom Verfasser ausgelegt werden, werden andere Möglichkeiten in verschiedenen anderen Gebieten angegeben, wo dieses Verfahren mit Vorteil gegen andere z.Zt. angewendete Verfahren ankämpfen könnte.

Als Abschluss für diesen beschreibenden Aufsatz, in welchem man der Einfachheit halber in den meisten Fällen auf mathematische Ansätze verzichtet hat, liefert der Verfasser einige Angaben über die Orientierung der jetzigen Forschung.

« ACTA ELECTRONICA » consacrera ses prochains numéros aux sujets suivants :

Traitement de l'information ;

Détection du rayonnement infrarouge ;

Conversion de l'énergie solaire en énergie électrique.

La Rédaction étudiera avec le plus grand intérêt tous les articles originaux sur ces sujets, qui lui seront confiés.

ACHEVÉ D'IMPRIMER LE 23 SEPTEMBRE 1961
IMPRIMERIE MARCEL BON — VESOUL



DÉPOT LÉGAL 3e TRIMESTRE 1961 N° D'IMPRIMEUR 309 IMPRIMÉ EN FRANCE N° D'ÉDITEUR 206

LE DIRECTEUR GÉRANT : PAUL MARCHET